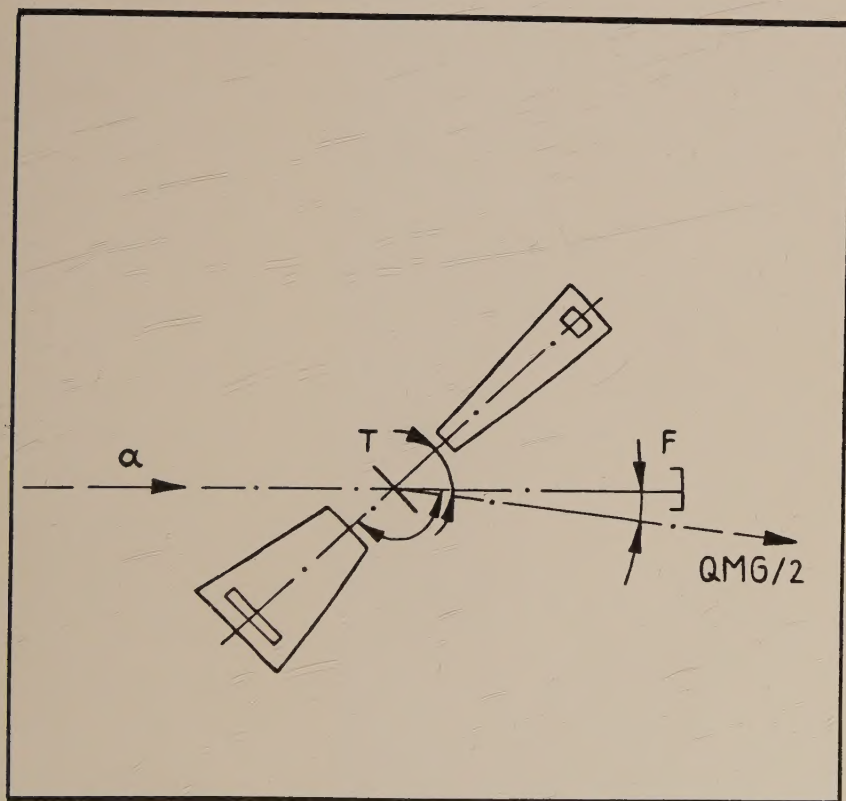


# Symmetrische Spaltung von $^{24}\text{Mg}$ im Bereich der elektrischen isoska- laren Quadrupol-Riesenresonanz



Detlev Pade







**Symmetrische Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  im Bereich der elektrischen  
isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik  
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Detlev Pade

aus

Witten

Bochum 1986

Dissertation eingereicht am 23.12.1986  
Tag der mündlichen Prüfung 3.2.1987  
Referent Prof. Dr. B. Gonsior  
Korreferent Prof. Dr. E. Kuhlmann

Das Verhalten komplexer Systeme kann nicht durch das individuelle Verhalten ihrer einzelnen Teile vorhergesagt werden. Der Unterschied liegt darin, was zwischen diesen Einzelteilen geschieht, wenn sie miteinander in Wechselwirkung treten.

Richard Buckminster Fuller  
(•Tetrascroll•)

**Symmetrische Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  im Bereich der elektrischen  
isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz**

|                                                                                                                          | Seite         |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| <b>Zusammenfassung</b>                                                                                                   | <b>V</b>      |
| <br><b>1 Einleitung</b>                                                                                                  | <br><b>1</b>  |
| 1.1 Riesenresonanzen                                                                                                     | 1             |
| 1.2 Motivation dieser Arbeit                                                                                             | 10            |
| 1.3 Aufbau dieser Arbeit                                                                                                 | 12            |
| <br><b>2 Anregung und Zerfall von Riesenresonanzen</b>                                                                   | <br><b>14</b> |
| 2.1 Beschreibung durch DWBA                                                                                              | 15            |
| 2.2 Summenregeln                                                                                                         | 22            |
| 2.3 Zerfall von Riesenresonanzen                                                                                         | 25            |
| 2.4 Winkelkorrelation                                                                                                    | 27            |
| 2.5 Verzweigungsverhältnisse                                                                                             | 30            |
| <br><b>3 Untersuchung der <math>\alpha</math>-induzierten symmetrischen<br/>Spaltung von <math>^{24}\text{Mg}</math></b> | <br><b>32</b> |
| 3.1 Experimenteller Aufbau                                                                                               | 35            |
| 3.1.1 Der Groninger Magnetspektrograph QMG/2                                                                             | 38            |
| 3.1.2 Die Zerfallsdetektoren                                                                                             | 42            |
| 3.2 Die Meßelektronik                                                                                                    | 43            |
| 3.2.1 Koinzidenzbedingungen                                                                                              | 47            |
| 3.2.2 Einstellung mit kinematischen Koinzidenzen                                                                         | 48            |
| 3.3 Datenerfassung                                                                                                       | 49            |
| 3.3.1 Messung der elastischen und inelastischen Streuung                                                                 | 50            |
| 3.3.2 Koinzidenzmessungen                                                                                                | 51            |

|                                                                                                                 | Seite      |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>4 Analyse der Meßdaten</b>                                                                                   | <b>52</b>  |
| 4.1 Spektren des Fokalebenendetektors                                                                           | 52         |
| 4.2 Energiekalibrierung der $\alpha$ -Spektren                                                                  | 53         |
| 4.3 Analyse der Zwei-Parameterdarstellungen                                                                     | 56         |
| 4.4 Symmetrischer Aufbruch von $^{24}\text{Mg}$                                                                 | 70         |
| 4.5 Berechnung der Wirkungsquerschnitte                                                                         | 72         |
| <b>5 Ergebnisse und Diskussion</b>                                                                              | <b>77</b>  |
| 5.1 Winkelkorrelation und Summenregel                                                                           | 77         |
| 5.2 Verzweigungsverhältnisse und statistischer Zerfall                                                          | 82         |
| 5.3 Vergleich mit anderen Messungen                                                                             | 90         |
| 5.3.1 Inelastische $\alpha$ -Streuung und Zerfall der GQR                                                       | 90         |
| 5.3.2 Messungen zur Spaltung von $^{24}\text{Mg}$ und zum Strahlungseinfang von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ | 92         |
| 5.3.3 Strukturen in anderen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kanälen                                             | 95         |
| <b>6 Abschließende Diskussion und Ausblick</b>                                                                  | <b>97</b>  |
| <b>Quellenverzeichnis</b>                                                                                       | <b>100</b> |



## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Zerfall angeregter Zustände von  $^{24}\text{Mg}$  im Bereich  $E_x = (18 - 33) \text{ MeV}$  in den  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Kanal, nach inelastischer  $\alpha$ -Streuung bei  $E_\alpha = 120 \text{ MeV}$ , untersucht. Diese Untersuchung hat das Ziel, festzustellen, ob es einen Zusammenhang zwischen den verschiedenen im System  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  gefundenen Resonanzen und hochangeregten kollektiven Zuständen des Kerns  $^{24}\text{Mg}$  gibt. In drei Koinzidenzmessungen werden das inelastisch gestreute Projektil mit dem Magnetspektrographen QMG/2 unter dem Streuwinkel von  $\Theta_{\alpha'} \approx 8.5^\circ_{\text{CM}}$  und beide  $^{12}\text{C}$  - Fragmente mit Ionisationskammerteleskopen bzw. Teleskopen aus Si-Halbleiterdetektoren unter Winkeln von  $\Theta_{\text{CM}} \approx 0^\circ, 30^\circ$  und  $90^\circ$ , bezogen auf die Rückstoßrichtung des angeregten  $^{24}\text{Mg}$  Kerns, nachgewiesen.

Die auf diese Weise gemessenen absoluten dreifach-differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_{\text{CC}} dE$  werden aufgrund der punktweise gemessenen Winkelkorrelation integriert, die mit einer berechneten Winkelkorrelation, mit Besetzungsamplituden der m-Untersustände aus einer DWBA-Rechnung, verglichen wird.

Aus den integrierten Wirkungsquerschnitten werden die Anteile an der E2 Summenregel und die Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall  $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  berechnet. Aufgrund der gemessenen Verzweigungsverhältnisse, die im Rahmen eines statistischen Zerfalls der elektrischen isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz von  $^{24}\text{Mg}$  beschrieben werden können, kann ein resonanter Zerfall in den  $^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  Kanal ausgeschlossen werden. Bei dem gewählten kleinen Streuwinkel für das inelastisch gestreute Projektil wird ein hoher Untergrund gefunden, der nicht in den  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Kanal zerfällt.

Die im Verlauf des Zerfallswirkungsquerschnitts gefundenen Strukturen werden mit Strukturen in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung und in anderen Messungen zum symmetrischen Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  nach inelastischer Elektronen-Streuung und inelastischer Schwerionen-Streuung, ebenso wie mit Strukturen in der Anregungsfunktion der Schwerionen-Strahlungseinfangreaktion  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$  verglichen.



## 1 Einleitung

Diese Arbeit beschreibt die experimentelle Untersuchung der  $\alpha$ -induzierten Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  in den symmetrischen Ausgangskanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  bei Anregungsenergien des spaltenden Kerns von 18.5 MeV bis 30 MeV. Die inelastische Streuung von  $\alpha$ -Teilchen einer Energie von 120 MeV führt zur Anregung der elektrischen isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz (GQR), die in Kernen der sd-Schale in schmale Zustände fragmentiert ist <sup>1)</sup>. Die Breiten dieser Strukturen sind vergleichbar mit denen der beobachteten intermediären Strukturen im  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  System nahe der Coulombbarriere <sup>2, 3)</sup> und daher kann vermutet werden <sup>4)</sup>, daß die kollektive Anregungsmode der GQR in  $^{24}\text{Mg}$  als 'Doorway Zustand' <sup>5)</sup> für Fusion bzw. Spaltung wirkt.

Die symmetrische Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  ist bei der  $(e, e')$ -Reaktion <sup>6)</sup> bei Elektronenenergien von 21 MeV bis 40 MeV und bei  $(\alpha, \alpha')$ -Reaktionen unter großen Streuwinkeln <sup>7)</sup> beobachtet worden, und diese Experimente geben Hinweise auf große Partialbreiten des Spaltkanals. In der vorliegenden Arbeit, deren Ergebnisse bereits teilweise veröffentlicht sind <sup>8)</sup>, wird speziell die Messung der symmetrischen Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  im Bereich eines relativen Maximums der  $T = 0$ , E2-Anregung beschrieben. Dieser Arbeit schließt sich eine Studie des Schwerionen-induzierten Zerfalls von  $^{24}\text{Mg}$  an <sup>9)</sup>, die den Einfluß der Anregung von Riesenresonanzen höherer Multipolaritäten auf die Spaltwahrscheinlichkeit von  $^{24}\text{Mg}$  untersucht.

### 1.1 Riesenresonanzen

Nukleare Riesenresonanzen sind hochkollektive Anregungsmoden des Atomkerns, die seit mehr als 40 Jahren theoretisch und experimentell untersucht werden. Schon 1937 fanden Bothe und Gentner <sup>10)</sup> bei der Bestrahlung verschiedener Proben mit 17 MeV Photonen Absorptionswirkungsquerschnitte, die zwei Größenordnungen über den theoretisch berechneten mittleren Wirkungsquerschnitten lagen. Sie schlossen daraus auf eine Resonanzabsorption der Photonen und 1944 wurde erstmals von Migdal <sup>11)</sup> in einer theoretischen Arbeit auf eine Resonanz bei der

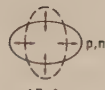
Absorption elektrischer Dipolstrahlung von Atomkernen hingewiesen. Dies wurde experimentell bestätigt, als Baldwin und Klaiber <sup>12)</sup> im Jahre 1947 bei Photo-Absorptionsexperimenten Resonanzen bei höheren Anregungsenergien beobachteten, die elektrischen Dipolcharakter aufwiesen. In weiteren experimentellen Untersuchungen fand man bald, daß die heute als elektrische Dipol Riesenresonanz (GDR) bekannte Anregungsmoden eine allgemeine Eigenschaft der Atomkerne ist. Eine Übersicht über die bekannten experimentellen Daten der GDR findet man bei Berman und Fultz <sup>13)</sup> und Bergère <sup>14)</sup>.

Frühe theoretische Erklärungen der experimentellen Ergebnisse im Rahmen eines hydrodynamischen Modells stammen von Goldhaber und Teller <sup>15)</sup> (1948) und Steinwedel und Jensen <sup>16)</sup> (1950). Sie beschreiben die GDR als eine kollektive Vibration der Protonen gegen die Neutronen eines Kerns, wobei die Änderung der Symmetrie-Energie aus der Bethe-Weizsäckerschen Massenformel als rücktreibende Kraft wirkt. Der Erfolg dieses kollektiven Modells wird in einer etwas verfeinerten Version der Theorie <sup>17, 18)</sup> sichtbar, die alle experimentellen Daten recht gut wiedergibt, und wenn man auch deformierte Kerne einbezieht, eine Aufspaltung der GDR vorhersagt <sup>19, 20)</sup>, die 1958 auch experimentell nachgewiesen wurde <sup>21)</sup>. Der hohe Grad von Kollektivität dieser Anregungsmoden (vgl. Kap.2.2) wird darin deutlich, daß der totale Wirkungsquerschnitt dieser einen Resonanz in den meisten Kernen einen großen Anteil der Thomas-Reiche-Kuhn-Summenregel <sup>22)</sup> ausschöpft.

Im Rahmen dieser hydrodynamischen Beschreibung sollte es auch Riesenresonanzen anderer Multipolaritäten als die der GDR geben. In Abb. 1.1 sind einige verschiedene Schwingungsmoden des Atomkerns dargestellt, die nach dem Flüssigkeitstropfenmodell möglich sind.

Zu jeder Multipolarität gehören vier unabhängige Dichte- oder Oberflächenschwingungen. Eine Schwingung bei der Protonen und Neutronen mit der gleichen Spinorientierung in Phase schwingen, heißt isoskalar ( $\Delta T = 0$ ), die entsprechende gegenphasige Schwingung nennt man isovektoriell ( $\Delta T = 1$ ). Betrachtet man statt des Isospins dagegen die Spinorientierungen der Teilchen, so heißt die Schwingungsmoden mit  $\Delta S = 0$  elektrisch, und die Schwingung, die mit einer Spinänderung  $\Delta S = 1$  ver-

Schwingungsmode:

Monopol  
( $\lambda=0$ )Dipol  
( $\lambda=1$ )Quadrupol  
( $\lambda=2$ ) $\Delta T=0$   
 $\Delta S=0$  $\Delta T=1$   
 $\Delta S=0$  $\Delta T=0$   
 $\Delta S=1$  $\Delta T=1$   
 $\Delta S=1$ 

**Abb. 1.1** Schematische Darstellung der ersten Multipolaritäten der isoskalaren ( $\Delta T=0$ ) und isovektoriellen ( $\Delta T=1$ ) Schwingungsmoden einer zweikomponentigen Fermiflüssigkeit aus Spin  $\frac{1}{2}$ -Teilchen

bunden ist, magnetisch. In diesem makroskopischen Bild werden die vier Komponenten (Protonen und Neutronen mit ihren Spinausrichtungen) als unabhängige Flüssigkeiten behandelt. Die Energie der isovektoriellen Anregung einer bestimmten Multipolarität ist aufgrund der Separation von Protonen und Neutronen jeweils größer als die isoskalare Mode. Die negative oder positive Parität dieser Zustände wird durch ihre ungeraden oder geraden Bahndrehimpulse bestimmt.

Die interessanteste Schwingungsmode der E0 Anregung ist die elektrische isoskalare Monopol Riesenresonanz (GMR), auch 'breathing mode' genannt, da die Energie dieser Dichteschwingung mit Drehimpuls  $L=0$  direkt mit der Kompressibilität der Kernmaterie zusammenhängt<sup>23, 24</sup>).

Die entsprechende Schwingungsmode bei E1 Anregung entspricht keinem physikalisch beobachtbaren Zustand, sondern beschreibt nur eine Translation des Schwerpunktes des Atomkerns.

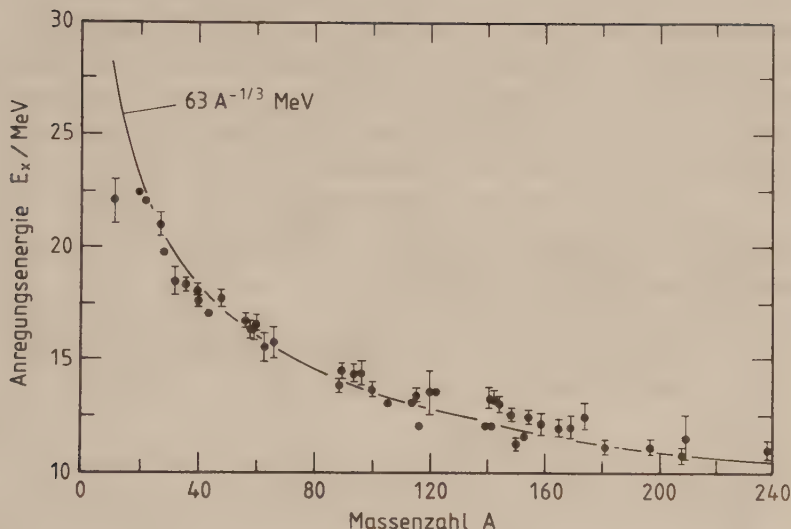
Die E2 Mode, die Quadrupol Riesenresonanz (GQR) ist eine Oberflächenschwingung mit Bahndrehimpuls  $L = 2$ . Der totale Wirkungsquerschnitt der E2 Anregung ist wesentlich kleiner als der für E1 Anregung, weshalb diese Riesenresonanz im Verhältnis zur GDR, deren Anregung selektiv über Photo-Absorption abläuft, erst viel später experimentell untersucht wurde.

Dieses hydrodynamische und eher makroskopische Modell der kohärenten Kernanregung, kann viele spezifische Eigenschaften der Riesenresonanzen mit wenigen Parametern gut beschreiben. Damit ist die Riesenresonanz eine einfache Anregung im Sinne der direkten Reaktionen. Parallel dazu kann man in einer anderen Darstellung versuchen, die Beschreibung dieses Vibrationszustandes aus den Eigenschaften der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung und unter der Annahme eines mittleren Kernpotentials abzuleiten.

In diesem mikroskopischen Bild im Rahmen des Schalenmodells beschreibt man die Riesenresonanz als eine kohärente Überlagerung von Ein-Teilchen Ein-Loch ( $1p-1h$ ) Anregungen. Die Energien dieser Ein-Teilchen Übergänge sind bis zu  $L\hbar\omega$  groß, wobei  $\hbar\omega$  die Energiedifferenz zweier Hauptschalen, also im Schalenmodell des isotropen harmonischen Oszillators <sup>25)</sup>  $\hbar\omega \approx 41 \cdot A^{-1/3}$  MeV beträgt. Damit folgt für die Anregungsenergie der verschiedenen Multipolaritäten von Riesenresonanzen das Schema:

|           |           |                 |                 |
|-----------|-----------|-----------------|-----------------|
| Monopol   | : $L = 0$ |                 | $2 \hbar\omega$ |
| Dipol     | : $L = 1$ | $1 \hbar\omega$ |                 |
| Quadrupol | : $L = 2$ | $0 \hbar\omega$ | $2 \hbar\omega$ |

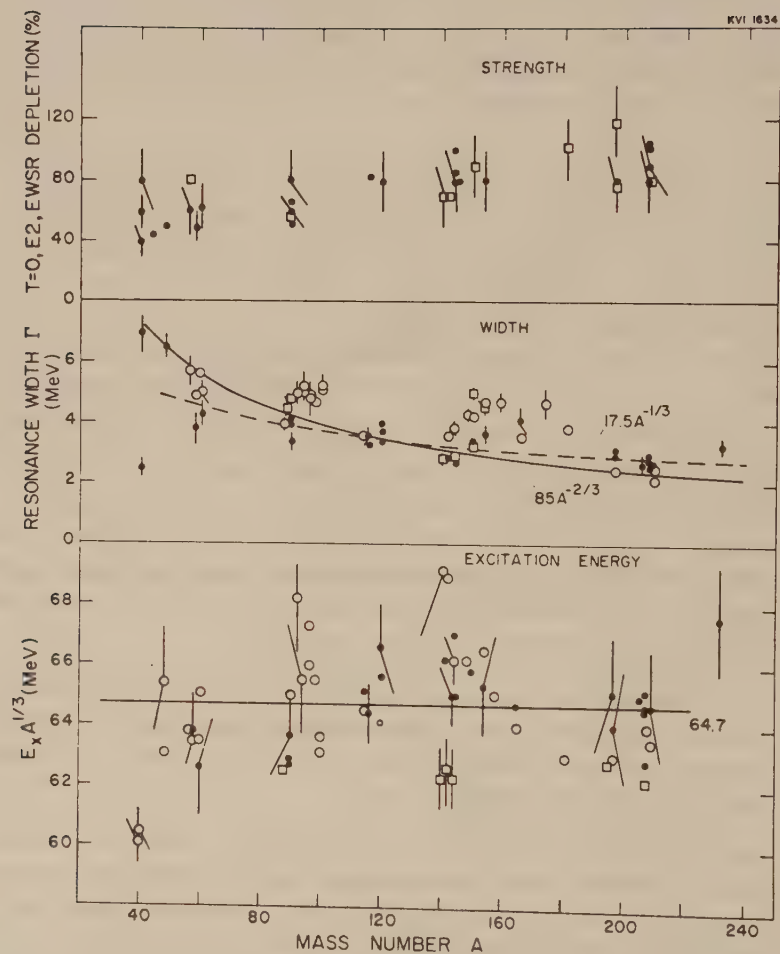
Die Diskrepanz der theoretisch berechneten Anregungsenergien zu den experimentell beobachteten, läßt sich durch eine Restwechselwirkung mit ( $1p-1h$ ) Zuständen erklären, die die Bildung eines kollektiven Zustandes beschreibt. Diese kohärente Überlagerung von Teilchen - Loch - Zuständen bestimmten Drehimpulses und bestimmter Parität verschiebt die Anregungsenergie der Riesenresonanzen und führt dazu, daß die klassische Summenregel voll ausgeschöpft wird.



**Abb. 1.2** Anregungsenergie der isoskalaren Quadrupol Riesenresonanz in Abhängigkeit von der Massenzahl <sup>29)</sup>

Die Anregungen mit  $E = 0 \hbar \omega$  (ohne Berücksichtigung der Restwechselwirkung) entsprechen dabei niedrigliegenden Innerschalen - Übergängen bei Kernen mit nicht abgeschlossenen Schalen, also im Falle der GQR den niedrigliegenden  $2^+$  Zuständen.

Die GQR war auch nach der GDR die erste Riesenresonanz die experimentell nachgewiesen wurde. Dies begann mit ihrer Entdeckung bei inelastischer Elektronenstreuung <sup>26, 27)</sup> (1972) und inelastischer Protonenstreuung <sup>28)</sup> (1972). Die Merkmale der GQR wurden später allerdings extensiv in inelastischer  $\alpha$ -Streuung bei hohen Energien untersucht, die dominant elektrische isoskalare Schwingungsmoden anregt. Eine Übersicht über die Merkmale der Riesenresonanzen und speziell der Quadrupol Riesenresonanz findet man bei Bertrand <sup>29)</sup> (1976) und bei Speth und van der Woude <sup>1)</sup> (1981) und den dort angegebenen Quellen.



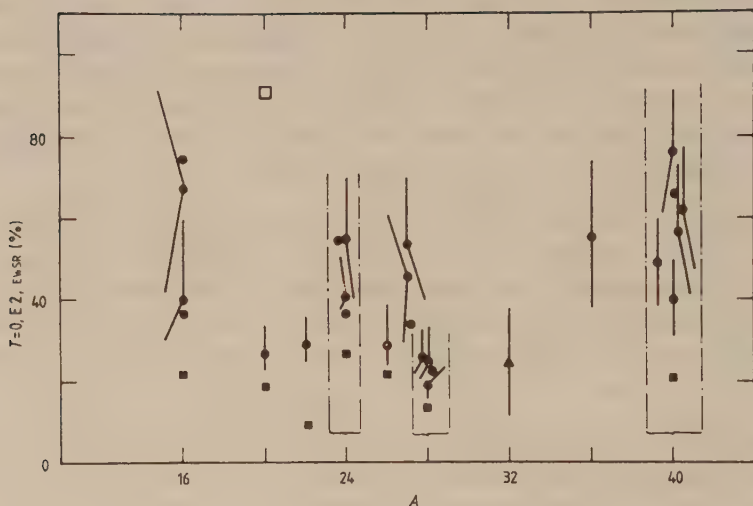
**Abb. 1.3** Verlauf der Anregungsenergie  $E_x$  ( $E_x \cdot A^{1/3}$ ), der Breite  $\Gamma$  und des Anteils  $S$  an der  $T = 0$ ,  $E2$  - energiegewichteten Summenregel (EWSR) der GQR in Kernen mit  $A > 40$ . Die Symbole unterscheiden zwischen den veröffentlichten Daten verschiedener Autoren <sup>31)</sup>

In schweren Kernen erscheint die GQR als kompakte Resonanz bei einer Anregungsenergie von  $E_{GQR} = (63-65) \cdot A^{-1/3}$  MeV (vgl. Abb. 1.2) und einer Breite von etwa 3-6 MeV. Die Absenkung der Anregungsenergie gegenüber  $E = 82 \cdot A^{-1/3}$  MeV ist auf den isoskalaren und daher attraktiven Charakter der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung zurückzuführen. Die Breite der GQR ist wesentlich größer als nach mikroskopischen Rechnungen <sup>30)</sup> von (1p-1h) Anregungen zu erwarten wäre.

Analog zur GDR kann man für die GQR eine energiegewichtete Summenregel (EWSR) definieren. Der in schweren Kernen beobachtete totale Wirkungsquerschnitt der isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz stellt einen großen Anteil dieser EWSR dar. Abb. 1.3 gibt einen Überblick über den Verlauf von Anregungsenergie, Breite und Anteil an der  $T = 0$ ,  $E2$  - EWSR für  $A > 40$ .

In leichten Kernen mit  $A < 40$  ist die GQR aufgespalten in viele Fragmente mit typischen Breiten von wenigen 100 keV und ihre Breite und Lage sind daher nur schwer zu bestimmen <sup>32-45)</sup>. Der Anteil an der  $E2$  EWSR ist wesentlich kleiner als 100 %. Im Bereich der Anregungsenergie dieser Resonanz können auch Riesenresonanzen anderer Multipolaritäten liegen. Außerdem nimmt die Unsicherheit zu, wie groß der Untergrundbeitrag am experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitt ist, der vom totalen Wirkungsquerschnitt der Riesenresonanz abzuziehen ist <sup>46, 47)</sup>. Der aus diesen Gründen nur mit großen Unsicherheiten bestimmte Anteil an der  $E2$  EWSR für Kerne mit  $A < 40$  ist in Abb. 1.4 dargestellt.

Die Anregungsenergien der Riesenresonanzen sind groß genug, daß sie hauptsächlich durch Teilchenemission zerfallen können. Die Zerfalleigenschaften der Riesenresonanzen sind dabei durch ihre Breite  $\Gamma$  bestimmt, die man durch inelastische Streuung messen kann. Die Messung des Energiespektrums und der Winkelverteilung der emittierten Teilchen bietet jedoch die Möglichkeit, mehr Informationen über die Eigenschaften der Riesenresonanzen zu erlangen <sup>48)</sup>. Aufgrund des dazu notwendigen experimentellen Aufwandes, im allgemeinen einer Koinzidenzmessung der emittierten Teilchen mit dem inelastisch gestreuten Projektil, sind jedoch erst wenige solche Experimente durchgeführt worden.



**Abb. 1.4** Anteil der  $T=0$ ,  $E2$  - Resonanz an der  $E2$  EWSR für Kerne im Massenbereich  $16 \leq A \leq 40$ . Ausgefüllte Kreise kennzeichnen Daten für  $E_x > 12$  MeV, ausgefüllte Quadrate  $E_x < 12$  MeV. Das offene Quadrat ist aus Daten eines  $(e, e')$  Experimentes <sup>1)</sup>

Die totale Breite der Riesenresonanzen setzt sich im wesentlichen aus drei Beiträgen <sup>1)</sup> zusammen:

$$\Gamma = \Gamma \uparrow + \Gamma \downarrow + \Delta \Gamma$$

wobei  $\Gamma \uparrow$  die 'escape width', die intrinsische Breite der  $(1p-1h)$  Zustände und  $\Gamma \downarrow$  die 'spreading width', also die Kopplung des  $(1p-1h)$  Zustandes an kompliziertere  $(2p-2h)$  Kernzustände <sup>49-51)</sup> beschreibt. In realistischeren RPA (Random Phase Approximation) Rechnungen stellt sich heraus, daß schon der  $(1p-1h)$  Doorway - Zustand über den die Riesenresonanz angeregt wird, kein einfacher Einzelteilchenzustand ist, sondern in den meisten Fällen in mehrere Fragmente aufgespalten ist, was sich in der Breite  $\Delta \Gamma$  ausdrückt, die aber in nicht deformierten Kernen klein ist.

Wenn  $\Gamma_{\downarrow}$  den wesentlichen Anteil der totalen Breite ausmacht, wird der Zerfall so ablaufen, daß durch innere Reibung der viskosen Flüssigkeit die angeregte geordnete Eigenschwingung, im mikroskopischen Bild der  $(1p-1h)$  Zustand, in ungeordnete Bewegung dissipiert wird (Ankopplung an  $(2p-2h) \dots (np-nh)$  Zustände). Die damit verbundene Äquilibration der Anregungsenergie über den gesamten Kern führt zur Bildung eines Compoundkerns, der einer Zerfallscharakteristik unterliegt, welche durch den Phasenraum der Endzustände, also Niveaudichten und Transmissionskoeffizienten bestimmt ist. Falls jedoch ein mehr direkter Prozeß den Zerfall dominiert, werden durch den Teilchenzerfall definierte Loch-Zustände der Restkerne bevölkert. Aus den Zerfallseigenschaften der Riesenresonanzen kann man also Rückschlüsse auf die Breiten  $\Gamma_{\uparrow}$  und  $\Gamma_{\downarrow}$  ziehen.

Theoretische Rechnungen lassen vermuten <sup>52)</sup>, daß in schweren Kernen die spreading width ( $\Gamma_{\downarrow}$ ) den größeren Anteil an der Breite der Quadrupol Riesenresonanz beiträgt <sup>53)</sup>, die bisherigen Aussagen über die Spaltwahrscheinlichkeit sind allerdings widersprüchlich <sup>54-57)</sup>.

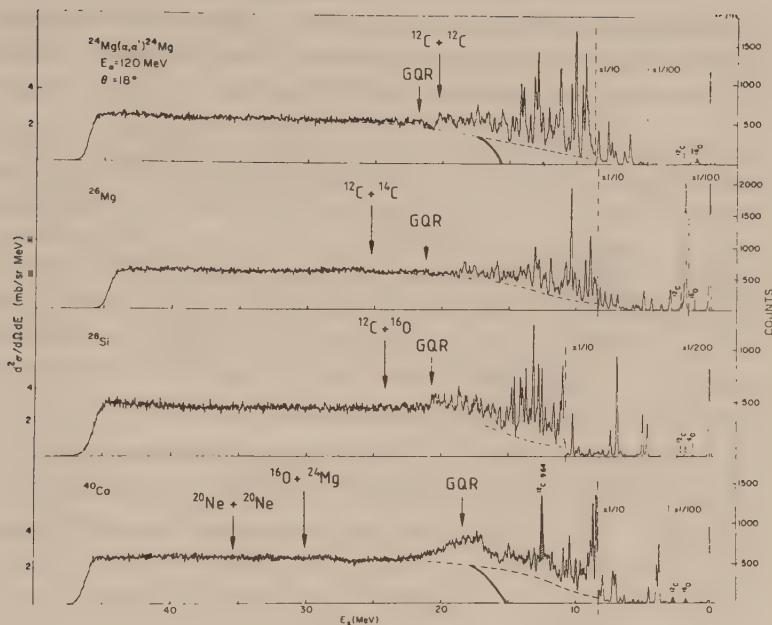
In Kernen der sd-Schale ist der Zerfall der GQR in leichte Teilchen ausführlich untersucht worden <sup>46, 47, 58-63)</sup>. Speziell die p- und  $\alpha$ -Zerfallskanäle sollten hier nach statistischen Überlegungen dominieren. Die Spektren der emittierten Teilchen, gemessen in Koinzidenz mit den gestreuten Projektilen, zeigen eine starke Reduktion im Bereich des hochenergetischen Kontinuums (welches sich an die separierten Zustände bei niedrigen Anregungsenergien anschließt <sup>47, 59)</sup>), das man in der inelastischen Streuung beobachtet. Wie schon in  $(\alpha, \gamma)$ -Strahlungseinfangreaktionen beobachtet <sup>42, 64)</sup>, zeigen sich im  $\alpha$ -Kanal große Verzweigungsverhältnisse, die nicht im Rahmen des statistischen Modells erklärt werden können. Dies läßt auf einen großen Überlapp der Wellenfunktion des angeregten kollektiven Zustands mit der des Ausgangskanals schließen. Am Beispiel des  $\alpha_0$ -Zerfalls von  $^{24}\text{Mg}$  in den Grundzustand von  $^{20}\text{Ne}$  bietet sich zudem die Möglichkeit, einen Spin 0 Ausgangskanal zu studieren. Die Winkelkorrelation der  $\alpha$ -Teilchen bezogen auf die Rückstoßrichtung des angeregten  $^{24}\text{Mg}$ -Kerns wird allein durch den Bahndrehimpuls dieses Zerfallszweiges bestimmt, der gleich dem Spin des zerfallenden Zustandes ist (vgl. Kap. 2.3 und 2.4). Die experimentellen

Ergebnisse zeigen, daß eine Vielzahl von Zuständen im Bereich hoher Anregungsenergien von  $^{24}\text{Mg}$  einen  $2^+$  Charakter haben. Die beobachtete Vorwärts - Rückwärts - Asymmetrie dieser Winkelkorrelationen kann durch einen Überlapp von Zuständen mit negativer Parität, oder durch einen großen Anteil von knock-out Reaktionen erklärt werden, die zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts bei Winkeln in der Nähe der Rückstoßrichtung des angeregten Kernels führen.

## 1.2 Motivation dieser Arbeit

Der Zerfall der GQR in schwere Ionen ist nur in Kernen der sd-Schale möglich, denn nur dort liegt die isoskalare elektrische Quadrupol-Riesenresonanz oberhalb der Schwelle für die Emission schwerer Teilchen, wenn man für die Definition der Schwelle die Coulombbarriere  $E_c$  mit einbezieht. Sieht man von dem experimentell schwer zugänglichen Ausgangskanal  $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$  ab, so ist  $^{24}\text{Mg}$  mit dem symmetrischen Ausgangskanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ( $-Q + E_c \approx 13.93 \text{ MeV} + 6.6 \text{ MeV} \approx 20.5 \text{ MeV}$ ) der einzige Fall, in dem der Zerfall der GQR in schwere Teilchen mit meßbarem Wirkungsquerschnitt zu erwarten ist. Abb. 1.5 zeigt einige Spektren von inelastischer  $\alpha$ -Streuung an den Kernen  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  und  $^{40}\text{Ca}$ . Eingezeichnet sind die Energien der GQR und die Schwellen ( $-Q + E_c$ ) für den Zerfall in schwere Fragmente.

Gerade das symmetrische System  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ist jedoch seit der Entdeckung der intermediären Resonanzen <sup>66)</sup> von speziellem Interesse. Stark strukturierte Wirkungsquerschnitte werden in vielen leichten Schwerionen-Kanälen bei Energien in der Nähe der Coulombbarriere beobachtet <sup>67, 68)</sup>. Das System  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  hat ein weites Spektrum verschiedenartiger Strukturen, von breiten Formresonanzen <sup>69)</sup> bis zu Strukturen mittlerer Breiten ('intermediären Resonanzen') in Fusionsreaktionen <sup>70)</sup> und in der inelastischen Streuung. Eine Übersicht über die experimentellen Ergebnisse und deren Interpretation findet man bei T.M. Cormier <sup>2)</sup> und D.A. Bromley <sup>71)</sup>. Die Resonanzstrukturen zeichnen sich im allgemeinen durch große Partialbreiten für den Zerfall in schwere Fragmente vergleichbarer Masse aus.



**Abb. 1.5** Spektren der inelastischen Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  und  $^{40}\text{Ca}$  bei einer Einschussenergie von 120 MeV und einem Streuwinkel von  $\theta = 18^\circ$ . Bei niedrigen Anregungsenergien sind diskrete Zustände zu erkennen, während bei höheren Energien von (12–25) MeV, resonante Strukturen über einem Kontinuum zu beobachten sind. Der ursprünglich angenommene Verlauf des Kontinuums <sup>65)</sup> ist mit einer unterbrochenen Kurve gekennzeichnet. Die durchgezogene Kurve zeigt wie dieser Verlauf nach Koinzidenzexperimenten <sup>47)</sup> korrigiert werden mußte. Die Pfeile deuten die Lage der GQR nach  $E_x = 63 \cdot A^{-1/3}$  MeV bzw. die Schwelle ( $-Q + E_c$ ) für Teilchenemission an

In der symmetrischen Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  in einem Experiment mit inelastischer Elektronenstreuung <sup>6)</sup> bei dominanter  $L = 0$  und  $L = 2$  Anregung sind große Spaltwahrscheinlichkeiten gefunden worden, wie auch in einem  $(\alpha, \alpha')$  Experiment bei großen Streuwinkeln <sup>7)</sup>.

Schon nach ersten Experimenten zur Spaltung <sup>72)</sup> von  $^{24}\text{Mg}$  wurde versucht, einen Zusammenhang <sup>73)</sup> zwischen den Strukturen im Spaltkanal und den 'molekularen Resonanzen' zu finden. Es ist umstritten, ob diese Strukturen auf Eingangskanaleffekte, oder auf die Anregung von Compoundkernzuständen zurückzuführen sind, und welche Bedeutung dabei der GQR zuzumessen ist <sup>4)</sup>. In gewisser Weise können der Strahlungseinfang von  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , mit Zerfall in den Grundzustand von  $^{24}\text{Mg}$ , und die inelastische  $\alpha$ -Streuung, mit nachfolgendem Zerfall der hochangeregten Zustände von  $^{24}\text{Mg}$  in den  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Kanal, als inverse Prozesse angesehen werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist deshalb, die isoskalare elektrische Quadrupol-Riesenresonanz in  $^{24}\text{Mg}$  durch inelastische  $\alpha$ -Streuung anzuregen und ihren Zerfall in den  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Kanal zu untersuchen. Nach Abbildung 1.1 liegt es nahe, einen großen Überlapp dieser kollektiven Schwingungsmode mit dem System  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  zu vermuten. Ein Vergleich der experimentell gemessenen Strukturen im Zerfall der GQR, der Anregungsfunktion der Reaktion  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$  und anderen  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Reaktionen, könnte Aufschluß darüber geben, ob kollektive Zustände in  $^{24}\text{Mg}$  bei hohen Anregungsenergien als Doorway Zustände für Resonanzen im  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  System wirken, wozu diese experimentelle Untersuchung der  $\alpha$ -induzierten symmetrischen Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  beitragen sollte.

### 1.3 Aufbau dieser Arbeit

Im ersten Kapitel wird eine Einführung in den Themenkreis dieser Arbeit gegeben und die Motivation zur Durchführung der Koinzidenzexperimente vermittelt.

Die zum Verständnis der Ergebnisse notwendige Theorie von DWBA (Distorted Waves Born Approximation) - Rechnungen wird im zweiten Kapitel kurz beschrieben, und es wird dargestellt, wie sich die Winkelkorre-

lationen in DWBA Näherung verhalten. Es wird gezeigt, wie man mit Hilfe experimentell gemessener Wirkungsquerschnitte Deformationsparameter bestimmt und wie man Verzweigungsverhältnisse, Übergangsraten und Summenregel-Stärken berechnet.

In Kapitel 3 wird die verwendete experimentelle Methode zur Untersuchung des symmetrischen Aufbruchs von  $^{24}\text{Mg}$  vorgestellt und die Koinzidenzmessungen werden beschrieben.

Im anschließenden Kapitel 4 wird die Analyse der Meßdaten beschrieben. Dazu ist es notwendig auf die Energiekalibrierung der Detektoren und die Behandlung der Zwei-Parameter-Spektren einzugehen, um die Identifizierung der Aufbruchereignisse klar darlegen zu können.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Messungen dargestellt und mit Daten anderer Experimente verglichen. Die Ergebnisse werden diskutiert und ihre Deutung im Rahmen des statistischen Modells beschrieben.

Kapitel 6 enthält eine Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse und der möglichen Schlußfolgerungen.

## 2 Anregung und Zerfall von Riesenresonanzen

Die Anregung von Riesenresonanzen kann quantenmechanisch mit Hilfe eines Übergangsoperators beschrieben werden. Im makroskopischen Bild ist die Riesenresonanz ein kollektiver Vibrationszustand mit definierten Quantenzahlen und daher eine einfache Anregung mit wenigen Freiheitsgraden. Eine geeignete Methode zur Beschreibung der Übergangsamplitude bietet sich im Rahmen der direkten Reaktionen mit der DWBA (Distorted Waves Born Approximation).

Eine direkte Reaktion (für eine aktuelle Übersicht siehe z.B. G.R. Satchler <sup>74)</sup>) kann verstanden werden als eine Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern, wobei z.B. eine Eigenschwingung der Kernoberfläche angeregt wird, oder in der Oberflächenregion gerade ein Nukleon des Targets in einen angeregten Zustand gehoben wird, und dann ein Ejektil den Kern verläßt. Dieser Reaktionstyp heißt direkte Reaktion, weil zwischen dem Übergang vom Anfangs- in den Endzustand kein Zwischenkern, im Bohrschen Bild ein Compoundkern, gebildet wird. Die Reaktion läuft im Bereich der Kernoberfläche ab, während bei einer Compoundkernreaktion, klassisch betrachtet, das Projektil tief in den Targetkern eindringt. Die Übergangsamplitude einer direkten Reaktion ist dann groß, wenn auch der Überlapp der Wellenfunktionen im Eingangskanal  $\psi_i$  und Ausgangskanal  $\psi_f$  groß ist.

Die elastische Streuung ist daher eine gutes Beispiel für eine Reaktion, die über einen direkten Prozeß abläuft. Die nuklearen Wellenfunktionen sind, abgesehen von möglichen Änderungen der Spinorientierungen, vor und nach der Streuung identisch. Eine weitere Klasse von direkten Reaktionen ist die inelastische Streuung mit der Anregung von einfachen ( $1p-1h$ )-Zuständen bzw. kollektiven Zuständen, zu denen auch die Riesenresonanzen zählen. Wenn der Energieübertrag in einer Kernreaktion groß wird, wird der Anteil an direkten Reaktionen geringer. Die Energien der Riesenresonanzen liegen gerade in leichten Kernen in einem Grenzbereich zwischen gebundenen Zuständen, die durch direkte Reaktionen angeregt werden können, und einem Kontinuum von Compoundkern - Zuständen.

Ein wesentliches Kennzeichen der direkten Prozesse ist der geringe Impulsübertrag bei der Reaktion, der dazu führt, daß die Winkelverteilungen nicht wie bei Compoundkernreaktionen in etwa symmetrisch um  $\Theta = 90^\circ$  sind, sondern eine Erhöhung in Vorwärtsrichtung aufweisen. Die geringe Reichweite der Kernkräfte erlaubt die Lokalisierung der direkten Reaktionen auf einen engen Bereich nahe der Kernoberfläche (periphere Stöße). Dies bedeutet, daß im wesentlichen hohe Bahndrehimpulse zur Reaktion beitragen und die Winkelverteilungen daher von wenigen Bahndrehimpulsen bestimmt werden, also auf einen engen Winkelbereich in Vorwärtsrichtung fokussiert werden. Die Winkelverteilung einer direkten Reaktion ist charakteristisch für diesen Reaktionsmechanismus, und zwar um so ausgeprägter, je höher die Energie ist.

## 2.1 Beschreibung durch DWBA

Die Winkelverteilungen der inelastischen Streuung werden im allgemeinen mit Hilfe der DWBA (Theorie mit verzerrten Wellen in Bornscher Näherung) <sup>75, 76)</sup> analysiert. Dabei wird angenommen, daß die elastische Streuung im Rahmen des optischen Modells 'exakt' beschrieben werden kann und daß Absorption durch Kopplung an ein komplexes optisches Potential berücksichtigt wird. Ebenso wird eine Kopplung an individuelle Reaktionskanäle als im Mittel unkorreliert und als schwach angenommen. Die inelastische Streuung wird dann als Störung behandelt, d.h. als Übergang zwischen Anfangszuständen  $\phi_1$  und Endzuständen  $\phi_f$  der elastischen Streuung, die sich nur durch den Energieverlust  $\Delta E$  der Anregung unterscheiden.

Im Falle der inelastischen  $\alpha$  - Streuung an einem  $J^\pi = 0^+$  Targetkern reduziert sich der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines Zustandes definierter Multipolarität zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_1}{k_f} |T_{f1}|^2 \quad (2.1.1)$$

mit der reduzierten Masse  $\mu$ , den Wellenzahlen  $k_1$  und  $k_f$  für die einlaufenden und auslaufenden Wellen und dem Übergangsmatrixelement  $|T_{f1}|^2$ .

Die Übergangsamplitude  $T_{fi}$  selbst schreibt man in DWBA als:

$$T_{fi} = \int \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}) \langle \varphi_f | \sum_k V(|\vec{r}_k - \vec{r}|) | \varphi_i \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}) d\vec{r} \quad (2.1.2)$$

Zur Berechnung der Übergangsamplitude muß man also die durch die Wechselwirkung zwischen Projektil (Ejektill) und Target verzerrten einlaufenden (auslaufenden) Wellen  $\chi^{(+)}$  und  $\chi^{(-)}$ , die Wellenfunktionen  $\varphi_i$  und  $\varphi_f$  des Anfangs- und Endzustandes des Targetkerns und die Wechselwirkung  $V(|\vec{r}_k - \vec{r}|)$  zwischen Projektil und Targetkern kennen. Die Übergangsamplitude enthält genau einen Wechselwirkungsterm, beschreibt also einen einfachen Ein-Stufen-Prozeß.

Dieses Potential zwischen Projektil und Targetkern:

$$U(\vec{r}) = \sum_k V(|\vec{r}_k - \vec{r}|) \quad (2.1.3)$$

kann als Summe der Einzelteilchen-Wechselwirkungen über alle Nukleonen  $k$  dargestellt und aus der Kenntnis über die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und die internen Wellenfunktionen von Projektil und Targetkern hergeleitet werden. Unter der Annahme, daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung nur vom Abstand der jeweiligen Nukleonen abhängt, kann man die Wechselwirkung als Integral der N-N-Wechselwirkung über die Projektil- und Targetnukleonendichten  $\varrho_p$  und  $\varrho_t$  schreiben (Faltung beider Dichteverteilungen):

$$U(\vec{r}) = \int \varrho_p(\vec{r}_p) \cdot \varrho_t(\vec{r}_t) \cdot V_{NN}(|\vec{r}_p - \vec{r}_t + \vec{r}|) d\vec{r}_p d\vec{r}_t \quad (2.1.4)$$

Die Nukleonendichteverteilungen  $\varrho(\vec{r})$  erhält man aus theoretischen Rechnungen. Dafür wird meist eine Fermiverteilung der Nukleonen im Kern angenommen. Das Integral der N-N-Wechselwirkung über die Nukleonendichte des Projektils ergibt im Falle der inelastischen  $\alpha$ -Streuung in guter Näherung eine Gaußkurve<sup>77)</sup>. Die Projektil-Target-Wechselwirkung reduziert sich dann zu einem Faltungsintegral über die Targetdichte:

$$U(\vec{r}) = \int \varrho_t(\vec{r}_t) \cdot V_{NN}(|\vec{r}_t + \vec{r}|) d\vec{r}_t \quad (2.1.5)$$

Die Faltung dieser Gaußkurve mit der Fermiverteilung der Nukleondichte des Targets ergibt eine Potentialform die einer Woods-Saxon-Form ähnlich ist, was die Verwendung dieser Potentialform in einer Rechnung nahelegt. Die Parameter dieses makroskopischen Potentials werden durch eine Anpassung an die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung ermittelt.

Wenn man dieses Potential  $V_{\text{aw}}$  über die Targetdichte  $\rho_T$  integriert, erhält man den Formfaktor  $F(\vec{r})$  aus Gleichung (2.1.2):

$$F_{\lambda}(\vec{r}) = \langle \psi_f | \sum_k V(|\vec{r}_k - \vec{r}|) | \psi_i \rangle = \langle \psi_f | U(\vec{r}) | \psi_i \rangle \quad (2.1.6)$$

mit der Kennzeichnung der Multipolarität  $\lambda$ , für den Übergang von  $J_i = 0$  nach  $J_f$  mit  $|J_i - J_f| = \lambda$ . Dieser Formfaktor enthält alle Modellannahmen. Um den Operator zu finden, der den isoskalaren elektrischen Übergang beschreibt, kann man nun z.B. den isoskalaren mit dem bekannten elektromagnetischen Übergang vergleichen. Für den einfachen Fall der  $\delta$ -Wechselwirkung wird die Übergangsamplitude  $T_{fi}$  im Grenzfall der PWBA (Plane Waves Born Approximation) reduziert auf:

$$T_{fi}^{\lambda\mu} = \langle \psi_f | \sum_k j_{\lambda}(qr_k) Y_{\lambda}^{\mu}(\hat{r}_k) | \psi_i \rangle \quad (2.1.7)$$

dabei ist  $q$  der Impulsübertrag und  $j_{\lambda}(qr_k)$  eine Besselfunktion der Ordnung  $\lambda$ . In erster Näherung ist  $j_{\lambda}(qr_k)$  proportional zu  $r^{\lambda}$  und daher kann bei kleinen Energien die Besselfunktion durch  $r^{\lambda}$  ersetzt werden, und die Übergangsamplitude wird mit dem Matrixelement für elektromagnetische Übergänge vergleichbar:

$$\begin{aligned} M(E\lambda) &= \langle \psi_f | \sum_{\text{Protonen}} r_k^{\lambda} Y_{\lambda}(\hat{r}_k) | \psi_i \rangle = \langle \psi_f | 10^{\lambda\mu} | \psi_i \rangle \\ &= Z \int \rho_{f1}^{\text{Protonen}} r^{\lambda+2} dr \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

mit der Definition der Übergangsdichte  $\rho_{fi}$ , die den Übergang aus dem

Anfangszustand mit  $\phi_1$  in den Endzustand mit  $\phi_f$  beschreibt:

$$Q_{f1}^{\text{Protonen}} = \frac{1}{Z} \langle \phi_f | | \sum_{\text{Protonen}} Y_{\lambda}(\hat{r}_k) | | \phi_1 \rangle \quad (2.1.8 \text{ a})$$

Im allgemeinen wird sich allerdings der isoskalare Übergang weitgehend von dem eines elektromagnetischen Übergangs unterscheiden. Die Nukleon - Nukleon - Wechselwirkung hat nicht die Form einer  $\delta$ -Funktion, sondern eine endliche Reichweite (finite range interaction), und außerdem werden die einlaufenden (auslaufenden) Wellen durch die Wechselwirkung zwischen Projektil (Ejektil) und Target stark verzerrt. Trotzdem kann man zeigen, daß im Falle der inelastischen  $\alpha$ -Streuung (Projektil = Ejektil), wo das Potential zwischen Projektil und Targetnukleonen eine Gaußform hat, die Form des isoskalaren Übergangsoperators dem des elektromagnetischen Multipoloperators sehr ähnlich ist <sup>79)</sup>. Um einen direkten Vergleich der Übergangsraten zu ermöglichen, versieht man den isoskalaren Multipoloperator mit dem zusätzlichen Faktor  $Z/A$ , so daß gilt:

$$O(\text{IS})^{\lambda\mu} = \frac{Z}{A} \sum_k r_k^{\lambda} Y_{\lambda}^{\mu}(r_k) \quad (2.1.9)$$

Durch diesen Faktor wird berücksichtigt, daß bei einem isoskalaren Übergang die Übergangsdichte über alle Nukleonen des Kerns integriert werden muß. Bei der Berechnung der Übergangsraten muß man deshalb zwischen der Ladungs- und der Massenverteilung unterscheiden.

Um den Formfaktor (2.1.6) zu berechnen, fehlt nun noch die Übergangsdichte  $Q_{f1}$ , die alle Informationen über die Struktur des Überganges enthält, und daher stark modellabhängig ist.

Im hydrodynamischen Bild ist ein Vibrationszustand der Multipolarität  $\lambda$  eine Oberflächenschwingung und die Anregungszustände können als kleine Amplituden-Oszillationen des Kernradius  $R_0$  beschrieben werden <sup>79)</sup>. Dazu wird der Gleichgewichtsradius  $R$  nach Kugelflächenfunktionen entwickelt:

$$R = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (2.1.10)$$

wobei die Koeffizienten  $\alpha_{\lambda\mu}$  dynamische Variablen sind:  $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda\mu}(t)$ . Die Nukleonendichteverteilung, von der man annimmt, daß sie die Form des

optischen Potentials bestimmt, wird nun in eine Taylorreihe um  $R_0$  entwickelt, unter der Annahme, daß das Potential nur vom Abstand von der Kernoberfläche  $(r - R)$  abhängt:

$$\begin{aligned} \varrho(r - R) &= \varrho_0(r - R_0) + (R - R_0) \left. \frac{d}{dR} \varrho_0(r - R) \right|_{R=R_0} \\ &= \varrho_0(r - R_0) - R_0 \frac{d}{dr} \varrho_0(r - R_0) \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

dabei ist die Dichte  $\varrho = \varrho_0$  konstant und

$$\int \varrho_0(r) d^3 r = 1 \quad (2.1.12)$$

Mit der üblichen Definition für den Deformationsparameter  $\beta_{\lambda}$ :

$$\beta_{\lambda}^2 = \langle 0 | \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 | 0 \rangle \quad (2.1.13)$$

ergibt sich für die Übergangsdichte  $\varrho^{\lambda}$  vom Grundzustand mit  $J_1 = 0$  zu einem Schwingungszustand der Oberfläche mit Multipolarität  $\lambda$ :

$$\varrho^{\lambda}(r) = - \frac{\beta_{\lambda} R_0}{\sqrt{2\lambda + 1}} \frac{d}{dr} \varrho_0(r) \quad \lambda \geq 2 \quad (2.1.14)$$

Für diese Ableitung wurde unter anderem vorausgesetzt, daß die Kernmaterie inkompressibel ist, weshalb mit dieser Übergangsdichte keine Monopol-Schwingungen ( $\lambda = 0$ ), und keine Schwingungen vom Steinwedel-Jensen - Typ ( $\alpha_{\lambda\mu} = 0$ ) beschrieben werden können.

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung der Übergangsdichten basiert auf einer Herleitung aus der Summenregel-Stärke (vgl. Kap. 2.2). Unter der Annahme, daß die Riesenresonanz der Multipolarität  $\lambda$  ein einzelner Zustand ist, der die entsprechende Summenregel  $E_{\lambda} \text{ EWSR}$  voll ausschöpft<sup>80)</sup>, findet man die Tassie-Übergangsdichten<sup>81)</sup>:

$$\varrho^{\lambda}(r) = - \frac{\beta_{\lambda} R_0}{\sqrt{2\lambda + 1}} \left( \frac{r}{R} \right)^{\lambda-1} \frac{d}{dr} \varrho_0(r) \quad \lambda \geq 2 \quad (2.1.15)$$

wo ebenfalls der Halb-Dichte-Radius  $R$  einer Fermimassenverteilung angenommen wird. Im Unterschied zum hydrodynamischen Modell werden hier die Ableitung der Grundzustandsdichteverteilung, die Kernoberfläche, und

größere Abstände stärker gewichtet. Für die Beschreibung von Riesenresonanzen können die Tassie -Übergangsdichten deshalb nur dann sinnvoll angewendet werden, wenn die Resonanzen einen großen Anteil der entsprechenden EWSR ausschöpfen.

Aus der Kenntnis der Massenverteilung des Kerns können nun die Übergangsdichten bestimmt werden, aus denen man durch numerische Integration die Übergangsmatrixelemente für isoskalare Übergänge berechnen kann:

$$M(IS\lambda, J_i \rightarrow J_f) = Z \int \rho_{fi}^{(\lambda)} r^{\lambda+2} dr \quad (2.1.16)$$

Im allgemeinen kann man das Integral in (2.1.16) jedoch durch die radialen Momente der Grundzustandsdichten ausdrücken. Im Falle  $\lambda \geq 2$  gilt:

$$M(IS\lambda, J_i \rightarrow J_f) = - \frac{Z \beta_\lambda R_0}{\sqrt{2\lambda+1}} \int \frac{d\rho_0}{dr} r^{\lambda+2} dr \quad \lambda \geq 2 \quad (2.1.17)$$

Durch partielle Integration und unter Beachtung von

$$4\pi \int \rho_0 r^{\lambda+2} dr = \langle r^\lambda \rangle \quad (2.1.18)$$

folgt für das Matrixelement der deformierten Übergangsdichten mit dem Deformationsparameter  $\beta_\lambda$ :

$$M(IS\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{Z \beta_\lambda R_0}{4\pi} \frac{\lambda+2}{\sqrt{2\lambda+1}} \langle r^{\lambda-1} \rangle \quad \lambda \geq 2 \quad (2.1.19)$$

Analog erhält man für das Matrixelement aus den Tassie -Übergangsdichten:

$$M(IS\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{Z \beta_\lambda}{4\pi} \sqrt{2\lambda+1} \frac{\langle r^{2\lambda-2} \rangle}{R^{\lambda-2}} \quad \lambda \geq 2 \quad (2.1.20)$$

Die Wirkungsquerschnitte sind proportional zum Quadrat der Matrixelemente, so daß aus einem Vergleich der experimentell gemessenen mit denen einer DWBA-Rechnung entnommenen Wirkungsquerschnitten, der

Deformationsparameter  $\beta_\lambda$  bestimmt werden kann:

$$\beta_\lambda^2 = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} / \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}} \quad (2.1.21)$$

Der so ermittelte Deformationsparameter beschreibt die Deformation des optischen Potentials, von dessen Verlauf angenommen wurde (2.1.11), daß er der Massenverteilung des Kerns folgt. Die Parameter des optischen Potentials werden ermittelt, indem die mit Hilfe des optischen Modells berechnete Winkelverteilung an die der elastischen Streuung angepaßt wird, die im wesentlichen vom Realteil des Potentials abhängig ist. Im allgemeinen wird daher der Ansatz gemacht, daß der Realteil und der Imaginärteil des optischen Potentials die gleiche Geometrie haben und auch auf gleiche Weise deformiert sind. Um eine Relation der Deformationsparameter  $\beta_R$  und  $\beta_I$  zu erhalten, kann man fordern, daß die radialen Momente der Formfaktoren in gleichem Verhältnis stehen wie die optischen Potentiale:

$$\frac{\int \text{Re } F_\lambda(r) r^{\lambda+2} dr}{\int \text{Im } F_\lambda(r) r^{\lambda+2} dr} = \frac{\int \text{Re } U_{\text{opt}}(r) r^2 dr}{\int \text{Im } U_{\text{opt}}(r) r^2 dr} \quad (2.1.22)$$

es reicht aber in vielen Fällen die Relation:  $\beta_R \cdot R_R = \beta_I \cdot R_I$ , die auf der Annahme einer konstanten Deformationslänge  $\beta \cdot R$  für einen bestimmten Übergang beruht.

Für eine quantitative Rechnung muß man die bisher vernachlässigte Coulombwechselwirkung noch berücksichtigen. Dazu ist zu dem Formfaktor (2.1.6) noch ein Coulombformfaktor zu addieren, der für eine homogene Ladungsverteilung mit Radius  $R_c$  die Form hat <sup>76)</sup>:

$$F_\lambda^c(r) = \langle \psi_f | -\frac{3 Z_p Z_T e^2 R_c \beta_\lambda}{(2\lambda + 1) r^{\lambda+1}} | \psi_i \rangle \quad (2.1.23)$$

Die Annahme einer homogenen Ladungsverteilung mit scharfem Radius  $R_c$  ist durch die geringe Abhängigkeit der Ergebnisse von der Geometrie dieses Formfaktors berechtigt, solange die nukleare Wechselwirkung groß gegen die Coulombwechselwirkung ist.

## 2.2 Summenregeln

Ohne eine detaillierte Kenntnis der Kerneigenfunktionen kann man für die elektromagnetische Anregung (Absorption von Photonen) und vergleichbar dazu für die isoskalaren Anregungen allgemeine Summenregeln ableiten. Wird ein Quant von einem Targetkern im Grundzustand absorbiert und regt eine Resonanz der Energie  $E_f$  an, so gilt offensichtlich:

$$\int \rho(E_f) dE_f = 1 \quad (2.2.1)$$

wobei  $\rho(E_f)$  die Dichte der Zustände  $\langle E_f |$  des Gesamtsystems ist. Analog läßt sich für den Absorptionswirkungsquerschnitt eine Summenregel

$$\int \sigma(E) dE \quad (2.2.2)$$

angeben, wobei kontinuierlich über das Energiespektrum der angeregten Zustände integriert wird. Entwickelt man die Responsefunktion des Kerns auf den Operator  $O$  in eine Reihe, so sind die Momente  $m_k(O)$  dieser Reihe charakteristisch für die Übergangsstärke mit dem Operator  $O$  von  $E_0 \rightarrow E_n$  mit:

$$m_k(O) = \sum_n (E_n - E_0)^k |\langle \varphi_n | O | \varphi_0 \rangle|^2 \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.2.3)$$

Nur die ungeraden Momente  $k$  dieser Reihe hängen vom Übergangsoperator und von den Kerneigenschaften ab<sup>30)</sup>, von diesen wird speziell der Term mit  $k=1$  interessant, die Energie-gewichtete Summenregel EWSR (energy weighted sum rule), die allgemein zur Kennzeichnung der relativen Stärke eines Übergangs herangezogen wird. Sie ist definiert als:

$$S_F = \sum_n (E_n - E_0) |\langle \varphi_n | O | \varphi_0 \rangle|^2 \quad (2.2.4)$$

Für den Fall eines Übergangs aus dem Grundzustand mit  $E_0 = 0$  in einen angeregten Zustand  $E_f$  mit der Multipolarität  $\lambda$  folgt für die EA EWSR:

$$\begin{aligned} S_F &= \sum_f E_f \cdot B(ES\lambda, J_i \rightarrow J_f) \\ &= \frac{\hbar^2}{2m_N} \frac{1}{4\pi} \lambda(2\lambda + 1) \frac{Z^2}{A} \langle r^{2\lambda-2} \rangle \quad \lambda \geq 2 \quad (2.2.5) \end{aligned}$$

mit der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit  $B(\text{IS}\lambda, J_i \rightarrow J_f)$  für einen isoskalaren Übergang von  $i \rightarrow f$ . Diese kann direkt aus dem experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitt berechnet werden (vgl. 2.1.18 - 2.1.21), wenn man abweichend von der allgemeinen Definition <sup>25)</sup>, das reduzierte Matrixelement aus (2.1.8) benutzt, mit der Relation <sup>80)</sup>:

$$B(\text{IS}\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |M(\text{IS}\lambda, J_i \rightarrow J_f)|^2 \quad \lambda \geq 2 \quad (2.2.6)$$

Um einen Eindruck von der Kollektivität eines Überganges zu erhalten, vergleicht man (siehe 2.1.9) das zugehörige reduzierte Matrixelement mit dem für einen Einzelteilchen-Übergang berechneten, der Weißkopfeinheit oder s.p.u. (single particle unit):

$$B(\text{E}\lambda, J_i=0 \rightarrow J_f) = \frac{2\lambda + 1}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda + 3}\right)^2 R^{2\lambda} e^2 \text{fm}^{2\lambda} \quad (2.2.7)$$

und erhält ein Maß für die isoskalare Übergangsrate  $G(\text{IS}\lambda)$  und den Anteil  $S$  an der  $\text{E}\lambda$  EWSR dieses Überganges mit:

$$G(\text{IS}\lambda, J_i=0 \rightarrow J_f) = \frac{B(\text{IS}\lambda, J_i=0 \rightarrow J_f)}{B_{\text{s.p.u.}}} \quad (2.2.8)$$

$$S = \frac{E_f \cdot B(\text{IS}\lambda, J_i=0 \rightarrow J_f)}{S_f} \quad (2.2.9)$$

wobei  $S$  im allgemeinen in Prozent angegeben wird, man findet dafür auch die Bezeichnung %EWSR.

In diese Berechnungen gehen sehr empfindlich die Annahmen für die Kopplung  $\beta_\lambda$  an die Grundzustandsdichteverteilung ein. Für die inelastische  $\alpha$ -Streuung kann die Kopplung durch den Realteil des optischen Potentials beschrieben werden. Der Einfluß des Imaginärteils des Formfaktors ist gering, weshalb die Annahme einer konstanten Deformationslänge berechtigt ist <sup>79)</sup>.

Man unterscheidet drei Methoden zur Berechnung der Übergangsraten, die auf verschiedenen Annahmen der Grundzustandsdichteverteilung beruhen.

Bei der Annahme einer homogenen Massenverteilung mit einem Radius von  $R = 1.2 \cdot A^{1/3}$  fm gilt:

$$\langle r^\lambda \rangle^{\text{homogen}} = \frac{3}{3+\lambda} R^\lambda \quad \text{mit } R = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ fm} \quad (2.2.10)$$

Die Methode von Bernstein <sup>78)</sup> geht von einer Fermiverteilung aus, mit einem Halb-Dichte-Radius von:

$$R^{\text{Bernstein}} = (1.115 \cdot A^{1/3} - 0.53 \cdot A^{-1/3}) \text{ fm} \quad (2.2.11)$$

und einer Randunschärfe von  $a = 0.568$  fm. Die radialen Momente erhält man durch Integration über diese Dichteverteilung. Diese Methode gibt im allgemeinen eine bessere Übereinstimmung der isoskalaren und elektromagnetischen Übergangsraten, zeigt aber eine Diskrepanz für leichte Kerne und hohe Multipolaritäten.

Die Methode von Satchler <sup>82)</sup> geht schließlich von der Annahme aus:

$$\langle r^\lambda \rangle_{\text{gs}}^{\text{Satchler}} = \langle r^\lambda \rangle_{\text{optisch}} \quad (2.2.12)$$

Da die Wirkungsquerschnitte der inelastischen Streuung mit den radialen Momenten des optischen Potentials gewichtet sind (vgl. (2.1.19) - (2.1.20)), verändert die Deformation der Grundzustandsdichteverteilung das optische Potential so, daß die radialen Momente konstant bleiben. Der nach dieser Methode berechnete Anteil  $S$  an der  $E\lambda$  Summenregel (häufig mit  $S^{\text{Fermi}}$  bezeichnet, wegen der Form der Grundzustandsdichteverteilung) wird relativ zur EWSR nach der Bernstein - Dichteverteilung ermittelt.

Mit dem Anteil  $S$  an der  $E\lambda$  EWSR ist somit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit gegeben, einen Zustand der Multipolarität  $\lambda$  bei der Energie  $E_x$  im Targetkern anzuregen.

Zur Berechnung der reduzierten Matrixelemente und des Anteils an der EWSR ist eine genaue Kenntnis des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts der Riesenresonanz mit der Anregungsenergie erforderlich (vgl. (2.1.21)). Ein typisches Spektrum für die inelastische Streuung (z.B. Abb. 1.5) zeigt jedoch die GQR in leichten Kernen als eine fragmentierte Struktur auf

einem kontinuierlichen nicht resonanten 'Untergrund'. Dieses Kontinuum ist bei inklusiven Messungen auf nicht-resonante Prozesse, wie 'pick-up - break-up', direkte 'knock-out' Prozesse und quasi-freie-Streuung QFS (quasi-free-scattering), Mehr-Stufen-Anregung und die Anregung von Resonanzen höherer Multipolaritäten zurückzuführen <sup>47, 83, 84</sup>.

Die Messung des Zerfalls einer Resonanz bietet jedoch die Möglichkeit ihre Eigenschaften und Symmetrien im Detail zu studieren.

### 2.3 Zerfall von Riesenresonanzen

Die stark fragmentierte GQR liegt in leichten Kernen mit  $A \leq 40$  oberhalb der Schwelle für die Emission leichter Teilchen. Der Eigenzustand der Riesenresonanz koppelt mit der 'escape width', mit einer Zerfallsbreite von  $\Gamma \uparrow \approx (0.1 - 1)$  MeV an ein Kontinuum von überlappenden Kernzuständen im Bereich hoher Zustandsdichte. Wenn aus dem angeregten  $(1p-1h)$ -Zustand ein Teilchen emittiert wird, werden durch diesen 'direkten' Zerfall vorwiegend definierte  $1h$ -Zustände  $\langle f |$  in den entsprechenden Restkernen bevölkert. Eine Signatur dieses direkten Zerfalls ist das große Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in Endzustände mit dominierenden  $1h$ -Komponenten.

Wenn es keine direkten Zerfallskanäle gibt, an die der Eigenzustand der Riesenresonanz ankoppeln kann, verbreitern sich die angeregten Zustände nur aufgrund der 'spreading width' und der Zerfall wird durch den Phasenraum der möglichen Endzustände bestimmt, die Riesenresonanz zerfällt 'statistisch'.

Im realen Fall, wo es offene Zerfallskanäle gibt, erhält jedes Fragment der Riesenresonanz eine Breite, die sich aus diesen beiden Beiträgen zusammensetzt. Die Interferenz der angeregten Eigenzustände mit Zuständen direkter Zerfallskanäle (kohärenter Untergrund von  $(np-nh)$  Zuständen) kann dazu führen, daß die Maxima in den Spektren der Zerfallskanäle gegenüber denen der inklusiv gemessenen Spektren der Riesenresonanz verschoben sind, wenn der Überlapp der Wellenfunktionen im Eingangs- und Ausgangskanal noch groß ist <sup>51, 84</sup>.

Die Ankopplung der geordneten Eigenschwingung an komplizierte Zustände führt zu einem Anregungszustand des Kerns, der außer den Erhaltungsgrößen wie z.B. Energie, Drehimpuls, Spin und Parität keinen Überlapp zu der ursprünglichen Anregung mehr hat. Wenn die Niveaudichte solcher Zustände groß ist, wie im Falle der GQR in leichten Kernen, kann man den Zerfall dieser Zustände mit dem Hauser-Feshbach-Formalismus<sup>85)</sup> beschreiben.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Zustand der Energie  $E_x = E_i$  und dem Drehimpuls  $J^x = J_i^x$ , durch die Emission eines Teilchens  $k$ , das mit  $E_k$  angeregt sein kann, in einen Zustand der Anregungsenergie  $E_f$  mit dem Drehimpuls  $J^x = J_f^x$  des Restkerns zerfällt, ist:

$$P^k(E_f) = \frac{1}{G} \sum_{L,S} Q_f(E_f, J_f^x) T_L^k(E_k) dE_k \quad (2.3.1)$$

mit :

|              |                                                                                                                                                                                                                    |
|--------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| G            | Hauser-Feshbach-Nenner, Integral über alle möglichen Zerfallskanäle $k$                                                                                                                                            |
| L            | Bahndrehimpuls, $ J_i - S  \leq L \leq  J_i + S $                                                                                                                                                                  |
| S            | Kanalspin $ J_i - s_k  \leq S \leq  J_i + s_k $                                                                                                                                                                    |
| $T_L^k(E_k)$ | Transmissionskoeffizient für den Zerfallskanal $k$ mit der kinetischen Energie : $E_k = E_i - E_f - E_k - Q$ , wobei $E_k$ für die Anregungsenergie des Teilchens $k$ steht und $Q$ für den $Q$ -Wert der Reaktion |

Der Zerfall in einen bestimmten Kanal wird somit durch die Annahmen über die Zustandsdichte des Restkerns und die Transmissionskoeffizienten bestimmt.

Die Transmissionskoeffizienten werden mit Hilfe des optischen Modells berechnet. Da sie nur schwach von den Parametern des optischen Potentials abhängen, beeinflusst die Verwendung eines globalen Parametersatzes (z.B. von C.M. Perey et al.<sup>86)</sup>) die Ergebnisse der statistischen Modellrechnung, speziell des Hauser-Feshbach-Nenners, nur wenig. Zur Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeit in einen bestimmten Kanal kann es notwendig sein, ein in diesem Energiebereich angepaßtes optisches Potential zu verwenden.

Die Annahmen über die Niveaudichten der Restkerne beeinflussen die Rechnungen in größerem Maße, besonders bei hohen Anregungsenergien. Die Berechnungen des statistischen Zerfalls wurden mit einer modifizierten Version (CASCIP <sup>87)</sup>) des Programms CASCADE <sup>88)</sup> durchgeführt. Bei niedrigen Anregungsenergien sind die Zustände der Restkerne bekannt und werden explizit berücksichtigt. In einem Bereich mittlerer Anregungsenergien wird eine Niveaudichteformel <sup>89)</sup> mit Parametern nach dem 'back-shifted-Fermi-gas-model' von W. Dilg et al. <sup>90)</sup> verwendet:

$$\rho(U, J) = \frac{1}{24 \sqrt{2}} \frac{2J+1}{\sigma^3 a^{1/4}} \frac{\exp(2\sqrt{aU} - (J + \frac{1}{2})^2 / 2\sigma^2)}{(U + t)^{5/4}} \quad (2.3.2)$$

mit dem Niveaudichte - Parameter  $a$  ( $a \approx A/8$  MeV), dem spin-cut-off-Parameter  $\sigma$ , dem Paarungsterm  $\Delta$ , und  $U = E - \Delta = at^2 - t$ , die bei hohen Anregungsenergien an Niveaudichten nach dem Flüssigkeitstropfenmodell angepaßt ist.

## 2.4 Winkelkorrelation

Zum Vergleich der Wirkungsquerschnitte der in Koinzidenz mit dem inelastisch gestreuten Teilchen gemessenen emittierten Teilchen mit statistischen Rechnungen, müssen die gemessenen Wirkungsquerschnitte über den gesamten Raumwinkel integriert werden. Die Winkelverteilung der emittierten Teilchen hängt von den Spins der beteiligten Reaktionspartner im Eingangs- und Ausgangskanal, dem Drehimpuls und der Besetzung der  $m$ -Untersustände des angeregten Resonanzzustandes und vom Bahndrehimpuls im Ausgangskanal ab.

In der PWBA, der Born'schen Näherung mit ebenen Wellen werden die ein- und auslaufenden Teilchen bei der Streuung durch ebene Wellen beschrieben. Da hier nur die inelastische  $\alpha$ -Streuung an  $^{24}\text{Mg}$  betrachtet werden soll, reduziert sich die Betrachtung auf spinlose Teilchen im Eingangs-

kanal, und die Änderung der Wellenfunktion kann geschrieben werden als (vgl. 2.1.2):

$$T_{f1} = \int e^{i(\vec{k}_f - \vec{k}_i) \cdot \vec{r}} \langle \phi_f | \sum_k V(|\vec{r}_k - \vec{r}|) | \phi_i \rangle d\vec{r} \quad (2.4.1)$$

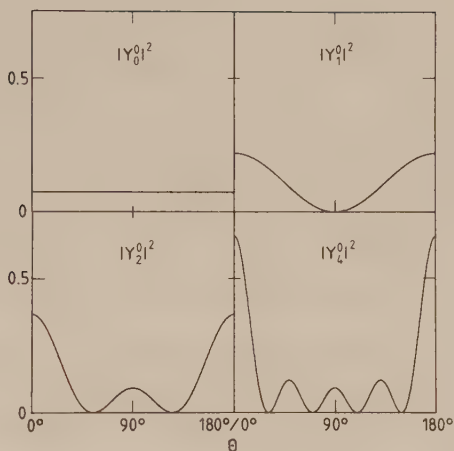
Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann nur ein Bahndrehimpuls  $\Delta L = \lambda$  auf den Targetkern übertragen werden. Wählt man die Rückstoßrichtung des angeregten Targetkerns als Quantisierungsachse, so ist sie in der PWBA die Symmetrieachse für die Winkelkorrelation zwischen dem inelastisch gestreuten Teilchen und dem Zerfallsteilchen, da nur magnetische Unterzustände mit  $m=0$  des angeregten Targetkerns besetzt werden können. Die Winkelkorrelation kann in Kugelflächenfunktionen ausgedrückt werden und nimmt daher eine besonders einfache Form an:

$$W(\theta) = |Y_{\lambda}^0(\theta, \phi)|^2 = \frac{2\lambda + 1}{4\pi} |P_{\lambda}(\cos\theta)|^2 \quad (2.4.2)$$

Die Winkelkorrelation der emittierten Teilchen ist charakteristisch für die Multipolarität des angeregten Zustands, wie in Abbildung 2.1 deutlich wird, und damit gibt die Messung der Winkelkorrelation einen weit besseren Hinweis auf den Drehimpuls des angeregten Zustandes als die Winkelverteilung des inelastisch gestreuten Teilchens allein, speziell im Falle  $\lambda=0$  und  $\lambda=2$ , die nur unter sehr kleinen Streuwinkeln  $\theta < 10^\circ$  außer Phase sind. Falls der Ausgangskanal aus zwei identischen Teilchen mit Spin  $s=0$ ,  $J^\pi = 0^+$  besteht, wie im Falle der symmetrischen Spaltung von  $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ , ist der Bahndrehimpuls im Ausgangskanal und damit der Drehimpuls  $J^\pi$  des angeregten Zustandes von  $^{24}\text{Mg}$ , aus Symmetriegründen auf gerade Werte des Drehimpulses beschränkt. Zur symmetrischen Spaltung von  $^{24}\text{Mg}^*(J^\pi)$  können daher nur Multipolaritäten  $\lambda = 0, 2, 4, \dots$  beitragen.

Die soweit behandelte Winkelkorrelation gilt nur für isolierte Zustände  $J^\pi$  und nur in der Näherung für ebene Wellen. Beide Annahmen sind im allgemeinen jedoch zu starke Vereinfachungen, die für den realen Fall nicht aufrecht erhalten werden können. Im Falle überlappender Zustände des angeregten Kerns müssen die Zerfallsamplituden kohärent addiert werden.

**Abb. 2.1** Winkelkorrelation in PWBA für den Zerfall von angeregten Zuständen der Multipolarität  $\lambda = 0, 1, 2$  und 4 in einen Ausgangskanal mit Spin  $s = 0$  und Drehimpuls  $J^\pi = 0^+$



Dies führt zu einer Form der Winkelkorrelation  $W(\Theta)$ , aus der im allgemeinen nicht mehr eindeutig auf die Drehimpulse der angeregten Resonanzen geschlossen werden kann, da schon kleine Amplituden einer anderen Multipolarität die Winkelkorrelation stark beeinflusst. Wenn im betrachteten Energieintervall wenige Resonanzen lokalisiert sind, die aufgrund ihrer Breite überlappen, kann die kohärente Summation zu einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie führen, wie z.B. bei F. Zwarts <sup>47)</sup> beobachtet. Eine inkohärente Addition der Amplituden kann für den Fall einer Vielzahl überlappender Zustände vorgenommen werden, da dann die Interferenzterme im Mittel nicht beitragen. Dies ist auch möglich, wenn mehrere Zustände des angeregten Kerns zwar isoliert sind, aber aufgrund der experimentellen Auflösung nicht separiert werden können.

Einer realistischeren Rechnung in DWBA, die statt ebener Wellen die Verzerrung aufgrund des nuklearen und des Coulomb-Potentials berücksichtigt, kann man die Besetzung der  $m$ -Unterzustände des angeregten Resonanzzustandes entnehmen. Diese folgen aus dem optischen Potential und dem Formfaktor und daraus kann die Winkelkorrelation berechnet

werden. Die Auswirkung dieser Verzerrungen auf die Winkelkorrelation kann eine Drehung der Symmetrieachse sein, wobei auch die Symmetrie zu  $\Theta_{cm} = 90^\circ$  nicht unbedingt erhalten bleibt.

Für das Programm ANGCOR<sup>91)</sup>, das zur Berechnung der Winkelkorrelation benutzt wurde, sind die Besetzungsamplituden der magnetischen Unterzustände der angeregten Resonanz einer DWBA - Rechnung mit dem Code DWUCK4<sup>92)</sup> entnommen. Die nicht axiale Symmetrie des Zerfalls zur Quantisierungsachse ist bei der Integration berücksichtigt.

## 2.5 Verzweigungsverhältnisse

Die Integration der Winkelverteilung der emittierten Teilchen ergibt den Wirkungsquerschnitt für den Zerfall in diesen Ausgangskanal  $i$ , aus dem das Verzweigungsverhältnis zu einem beliebigen anderen Ausgangskanal  $j$  berechnet werden kann:

$$\frac{d\sigma_i}{d\sigma_j} = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_j} \quad (2.5.1)$$

Das Verhältnis  $\Gamma_i/\Gamma_{\text{total}}$  ergibt die Wahrscheinlichkeit (2.3.1) für diesen Zerfall. Die Summe

$$\sum_i \Gamma_i = 1 \quad (2.5.2)$$

ist normiert, so daß aus der Summe aller Verzweigungsverhältnisse der totale Wirkungsquerschnitt des zerfallenden Zustandes folgt. Man kann nun diese Messung eines Verzweigungsverhältnisses mit einer Rechnung nach dem statistischen Modell vergleichen. Ist das gemessene Verzweigungsverhältnis größer als das berechnete, kann man daraus auf Beiträge aus einem direkten Zerfall schließen, das bedeutet, daß die Wellenfunktion des angeregten Resonanzzustandes einen großen Überlapp mit der Wellenfunktion dieses Zerfallskanals aufweist.

Die Verzweigungsverhältnisse  $\Gamma_i/\Gamma_{\text{total}}$  sind proportional zu den Transmissionskoeffizienten für diesen Kanal und umgekehrt proportional zur Anzahl der offenen Kanäle, zum Hauser-Feshbach-Nenner. Daher sind

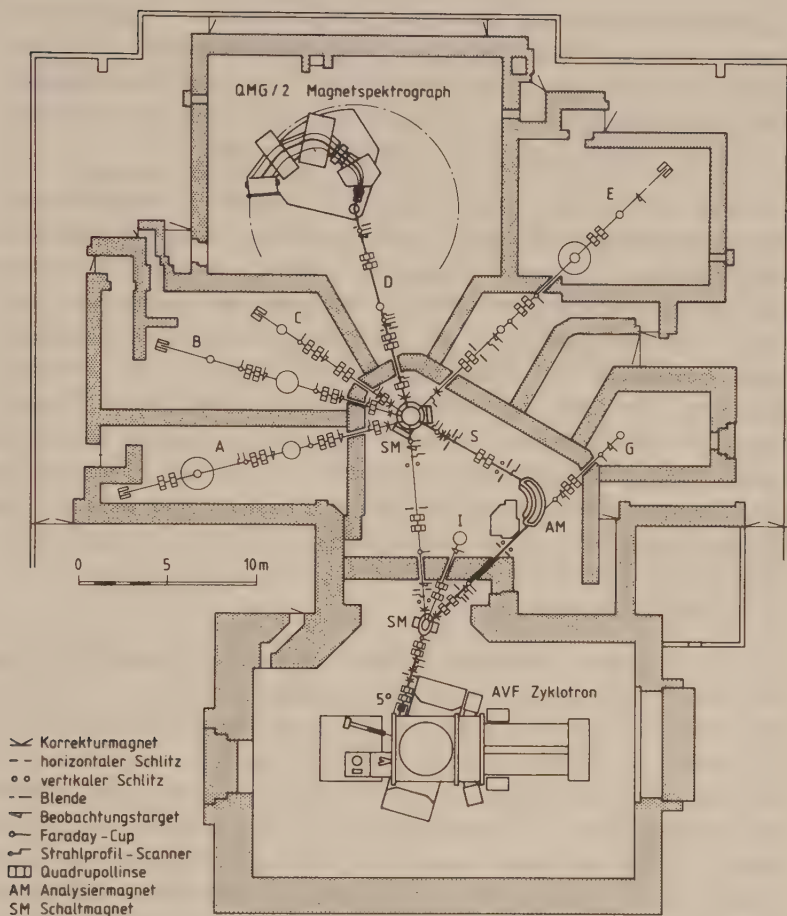
große Verzweigungsverhältnisse für statistischen Zerfall nur bei Anregungsenergien  $E_{x^i} = Q^i + E_{c^i}$  ( $Q^i = Q$ -Wert und  $E_{c^i}$  = Coulombbarriere für den Kanal i) zu erwarten. Bei geringen Energien sind die Transmissionskoeffizienten klein und bei höheren Energien steigt der Hauser-Feshbach-Nenner exponentiell an und jeder individuelle Kanal kann nur einen geringen Anteil zu der totalen Zerfallswahrscheinlichkeit beitragen.

Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle einer Riesenresonanz in die Grundzustände der Restkerne sind mit der Methode des detaillierten Gleichgewichts mit den entsprechenden Einfangreaktionen vergleichbar. Sie erklären auf eindrucksvolle Weise die unterschiedlichen beobachteten Einfangwirkungsquerschnitte in verschiedenen Reaktionen, die alle zum gleichen Resonanzzustand führen <sup>1, 84)</sup>.

### 3 Untersuchung der $\alpha$ -induzierten symmetrischen Spaltung von $^{24}\text{Mg}$

Zur Untersuchung des Zerfalls der isoskalaren elektrischen Quadrupol Riesenresonanz von  $^{24}\text{Mg}$  in den symmetrischen Ausgangskanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ist eine exklusive Messung notwendig, d.h. eine Messung, bei der beide Zerfallsfragmente in Koinzidenz nachgewiesen und mindestens eines eindeutig identifiziert wird. Wegen des zu erwartenden kleinen Wirkungsquerschnitts muß ein Anregungsmechanismus gewählt werden, der die GQR mit großer Wahrscheinlichkeit, auch relativ zu anderen Zuständen im Energiebereich von  $E_x \geq 20$  MeV, anregt. Das dazu verwendete Meßprinzip wird im folgenden beschrieben.

Kollektive Anregungszustände wie die Riesenresonanzen werden durch inelastische Streuung dominant angeregt. Die inelastische  $\alpha$ -Streuung führt dabei, abgesehen von Coulombanregung, ausschließlich zu isoskalaren elektrischen Anregungen. Die Anregungswahrscheinlichkeit steigt mit höherer Einschußenergie <sup>37)</sup>, weshalb die Mehrzahl der bisherigen Experimente bei Energien von  $E_\alpha = 96$ –150 MeV vorgenommen wurden. Die Messungen zur symmetrischen Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  wurden am Kernfysisch Versneller Instituut (KVI) in Groningen mit einem  $\alpha$ -Strahl bei einer Einschußenergie von  $E_\alpha = 120$  MeV durchgeführt. Abb. 3.1 zeigt einen schematischen Grundriß der experimentellen Einrichtungen dieses Labors. Der  $\alpha$ -Strahl wird mit dem 160 q<sup>2</sup>/A AVF Zyklotron auf eine Endenergie von 120 MeV beschleunigt. Die Zeitstruktur des Strahls wird durch die Hochfrequenz des Zyklotrons vorgegeben. Die Strahlpulse haben eine Breite von ca. 20 ns und einen Abstand von ca. 100 ns. Typische Strahlströme von 50 nA bis 200 nA sind erreichbar. Bei den Koinzidenzexperimenten limitierte jedoch die Einzelzählrate in den Zerfallsdetektoren und dem bei der Messung verwendeten Fokalebenen-detektor des Magnetspektrographen, den maximal nutzbaren Strahlstrom auf ca. 80 – 120 nA. Die typischen Meßzeiten betrugen ca. (50 – 70) h pro Koinzidenzmeßwinkel für die Koinzidenzexperimente und (10 – 60) min für die Aufnahme von Einzelspektren bzw. die Messung der kinematischen Koinzidenzen.



**Abb. 3.1** Schematischer Grundriß des Beschleunigers und der Experimentierplätze am KVI

Die Energieauflösung des Zyklotrons ist etwa  $\Delta E/E = 2 \cdot 10^{-3}$ , sie kann aber auf  $2 \cdot 10^{-4}$  verbessert werden <sup>93)</sup>, indem in der S-line (vgl. Abb. 3.1) der Impulsbereich des Strahls hinter dem Analysiermagneten durch Schlitze begrenzt wird. Auf diese Weise konnte bei allen beschriebenen Experimenten mit den verwendeten Targets und dem Magnetspektrographen QMG/2 eine Energieauflösung in den Spektren der inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchen von besser als  $\Delta E = 70 \text{ keV}$  erreicht werden.

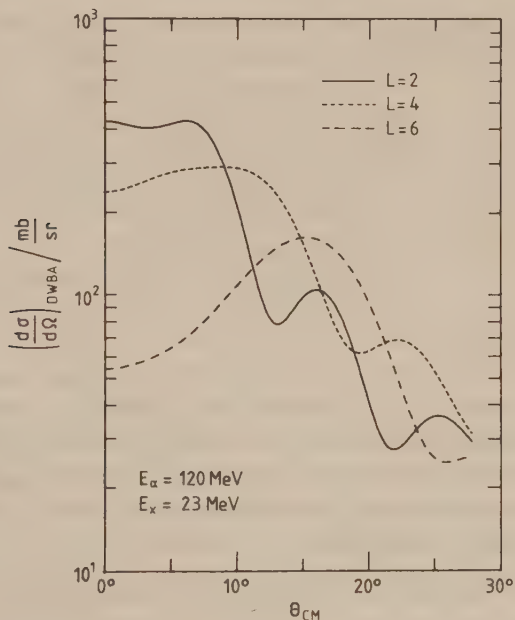
Der Strahl wird auf das Target fokussiert und innerhalb der Streukammer in einem Graphitblock gestoppt, an dem zur Normierung die gesammelte Ladung gemessen wird. Die Fokussierung erfolgt visuell mit Hilfe eines ZnS-Targets an Stelle des für die Koinzidenzmessung verwendeten Mg-Targets. Der Strahlfleck auf dem Mg-Target ist etwa kreisförmig mit einem Durchmesser von ca. 2 mm, wie nach Abschluß der jeweiligen Messungen und Ausbau des Targets festgestellt werden konnte. Kohlenstoffaufbau auf dem Target, der einen zusätzlichen Energieverlust für die schweren Zerfallsfragmente zur Folge hätte, wurde bei einem Vakuum von  $p \leq 8 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  durch Verwendung einer mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kühlfalle unmittelbar vor der Streukammer auf ein Minimum begrenzt und durch die Messung der elastischen Streuung vor und nach den Koinzidenzmessungen kontrolliert.

Als Targets wurden freitragende isopenangereicherte Metallfolien aus 99.7 %  $^{24}\text{Mg}$  verwendet. Die Targetdicken betrugen zwischen  $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  und  $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Die Targets wurden durch Aufdampfen von metallischem  $^{24}\text{Mg}$  auf einen mit Collodium beschichteten Objektträger hergestellt. Das Collodium wurde anschließend in Wasser von dem Objektträger abgelöst und die Targets dann in wasserfreiem Ethanol und Essigsäureisoamylester gespült, um das Collodium zu entfernen. Targetkontaminationen durch  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  und  $^{16}\text{O}$  waren gering und konnten durch die exklusive Messung weitgehend vernachlässigt werden (vgl. Kap. 4). Oxidation der dünnen Metallfolien, die einen zusätzlichen Energieverlust im Ausgangskanal und Störreaktionen vom Typ  $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C} + \alpha$  verursachen, konnte nicht vollständig vermieden werden. Sie wurde jedoch durch Aufbewahrung und Transport der Targets in einer Argonatmosphäre bzw. im Vakuum auf ein Minimum beschränkt.

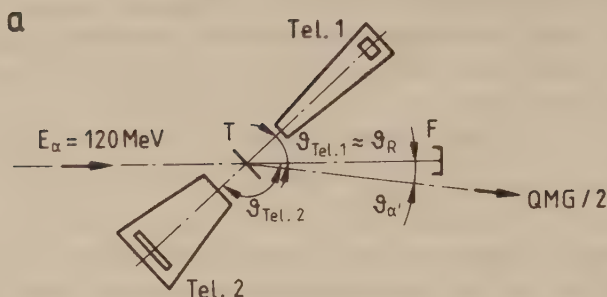
Im folgenden werden der experimentelle Aufbau und die Art der verwendeten Detektoren beschrieben, die es erlaubten, eine Dreifach-Koinzidenz zwischen einem hochenergetischen  $\alpha$ -Teilchen und zwei niederenergetischen schweren Ionen zu messen.

### 3.1 Experimenteller Aufbau

Die für Koinzidenzexperimente typisch sehr kleinen Wirkungsquerschnitte erfordern es, die GQR in  $^{24}\text{Mg}$  mit großer Wahrscheinlichkeit anzuregen. Die Winkelverteilungen der inelastischen  $\alpha$ -Streuung steigen für alle Multipolaritäten in Abhängigkeit von der Anregungsenergie zu kleinen Winkeln hin an (vgl. Abb. 3.2) und zeigen einen oszillierenden Verlauf.



**Abb. 3.2** *DWBA  
Rechnungen der Winkel-  
verteilungen der inela-  
stischen  $\alpha$ -Streuung an  
 $^{24}\text{Mg}$  bei  $E_x = 23$  MeV für  
verschiedene Multi-  
polaritäten  $L$*



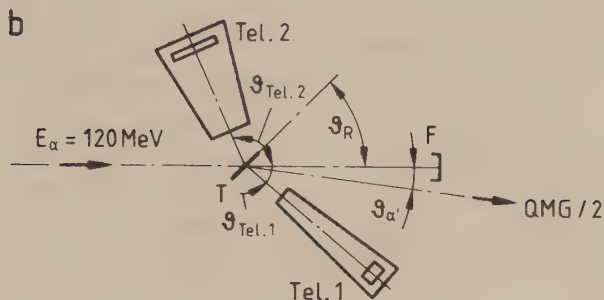
**Abb. 3.3a** Schematische Anordnung der Detektoren für die Messungen unter  $\Theta_{CM} = 0^\circ$  bzw.  $30^\circ$  (bei entsprechender Änderung der Meßwinkel)

Dabei bedeuten:

- T :  $^{24}\text{Mg}$  - Target
- QMG/2 : Magnetspektrograph
- Tel. 1 : Ionisationskammerteleskop
- Tel. 2 : Ionisationskammer- /Oberflächensperrschichtdetektor-Teleskop
- F : Faraday-Cup (Graphitblock)
- $\Theta_{\alpha'}$  : Projektilstreuwinkel  $7.1^\circ_{\text{LAB}}$
- $\Theta_R$  : Winkel der rückgestreuten  $^{24}\text{Mg}^*$  - Targetkerne

Als Meßwinkel für die inelastisch gestreuten Projektile wurde ein Winkel von  $\Theta_{\alpha'} = 7.1^\circ_{\text{LAB}}$  gewählt, dies entspricht etwa  $\Theta_{\alpha'} \approx 8.5^\circ_{\text{CM}}$  bei einer Anregungsenergie von  $E_x = 23 \text{ MeV}$ . Dieser Winkel liegt nahe der ersten Maxima der mit DWBA berechneten  $L = 2$  und  $L = 4$  Winkelverteilungen, so daß die Messung empfindlicher auf die Anregung dieser Multipolaritäten relativ zu anderen ist.

Die  $\alpha$ -Teilchen werden in der Fokalebene des QMG/2 Magnetspektrographen nachgewiesen. Die Verwendung eines magnetischen Nachweis-



**Abb. 3.3b** Schematische Anordnung der Detektoren für die Messung unter  $\Theta_{CM} = 90^\circ$

systems bietet unter anderem den Vorteil, daß die elastisch gestreuten Projektile, die unter diesen kleinen Winkeln zu sehr hohen Zählraten führen würden, nicht auf die Fokalebene fokussiert werden.

Beide Zerfallsfragmente werden in der Reaktionsebene in Koinzidenz mit den inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchen nachgewiesen. Abb. 3.3 zeigt den Aufbau der Detektorteleskope in der Streukammer (38 cm  $\phi$ ) des QMG/2. Die niederenergetischen  $^{12}\text{C}$ -Ionen werden mit Ionisationskammerteleskopen, bzw. in einer Messung mit einem Si-Oberflächensperrschichtdetektor-Teleskop, identifiziert. Durch die Festlegung der Winkel des inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchens und des Winkels des ersten Fragments (Tel. 1), ist die Richtung des zweiten Fragments kinematisch definiert. Diese variiert mit der Anregungsenergie des Targetkerns, so daß Tel. 2 einen großen Raumwinkel überdecken muß. Die unterschiedlichen Meßgeometrien für die Messung der Winkelkorrelation zwischen dem inelastisch gestreuten Projektil unter dem Winkel  $\Theta_{\alpha'} = 7.1^\circ_{\text{LAB}}$  und den  $^{12}\text{C}$ -Fragmenten unter  $\Theta_{CM} = 0^\circ$  bzw.  $30^\circ$  und unter  $\Theta_{CM} = 90^\circ$ , jeweils relativ zur Rückstoßrichtung  $\Theta_R$  des angeregten  $^{24}\text{Mg}$ -Kerns, sind in Abb. 3.3 (a) und (b) schematisch dargestellt.

Tabelle I: Meßwinkelpaare der Detektorteleskope

| Schwerpunktsystem <sup>(1)</sup>    | Laborsystem                |                            |
|-------------------------------------|----------------------------|----------------------------|
| $\Theta_{\text{CM}}(\text{Tel. 1})$ | $\vartheta(\text{Tel. 1})$ | $\vartheta(\text{Tel. 2})$ |
| 0°                                  | -45°                       | 135°                       |
| 30°                                 | -70°                       | 91°                        |
| 90°                                 | 35°                        | -114°                      |

<sup>(1)</sup> Schwerpunktwinkel für  $E_{\alpha}(^{24}\text{Mg}) \approx 23 \text{ MeV}$

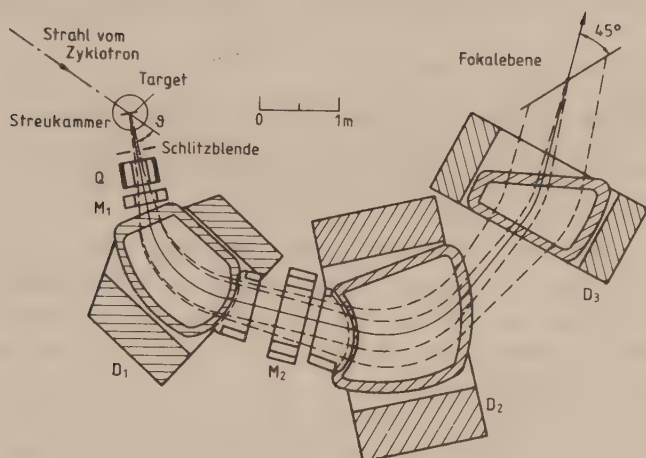
Die Meßwinkel, die relativ zu  $\Theta_{\alpha'}$  auf der anderen Seite des Strahls liegen, werden durch ein Minuszeichen gekennzeichnet. Damit ergeben sich für die Anordnung der Detektorkombinationen (Tel. 1 und Tel. 2) drei Paare von Meßwinkeln, die in Tabelle I zusammengefaßt sind.

Zur Minimierung des Energieverlustes der  $^{12}\text{C}$  Ionen im Ausgangskanal, die je nach der Energie des zerfallenden Zustandes kinetische Energien zwischen 1.5 und 6 MeV aufweisen, wurden die Targets so orientiert, daß die nachzuweisenden  $^{12}\text{C}$  Ionen möglichst senkrecht zu Targetoberfläche emittiert werden.

Im folgenden werden die für das Koinzidenzexperiment eingesetzten Detektoren näher beschrieben.

### 3.1.1 Der Groninger Magnetspektrograph QMG/2

Der für die Messung der inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchen verwendete Magnetspektrograph QMG/2 unterscheidet sich von dem Q3D Spektrographen im wesentlichen durch die unterschiedliche Aufteilung der Multipol-Komponenten. Die Abfolge der Multipolkomponenten des QMG/2 ist QMDMDD: Quadrupol-Multipol-Dipol-Multipol-Dipol-Dipol. In Abb. 3.4 ist der Aufbau des Magnetspektrographen QMG/2 schematisch dargestellt.



**Abb. 3.4** Schematische Darstellung des Groninger Magnetspektrographen QMG/2

Im Unterschied zum Q3D ist der dritte Dipolmagnet horizontal fokussierend, statt defokussierend, um so einen größeren Energiebereich ( $E_{\max} - E_{\min}$ ) /  $E_{\text{mittel}}$  zugänglich zu machen, dafür ist die Dispersion entlang der Fokalebene geringer. Die Separation der Multipolanteile vom ersten Quadrupolmagneten und Einführung eines neuen Multipoles  $M_1$  zwischen den ersten Quadrupol- und den ersten Dipol-Magneten, mit hauptsächlich Sextupol-Komponenten und Termen höherer Ordnung, erlaubt eine bessere kinematische Korrektur.

Diese kinematische Korrektur berücksichtigt die Variation des zu messenden Teilchenimpulses über den endlichen Öffnungswinkel  $\Delta\theta$  des Magnetspektrographen. Der Teilchenimpuls ist eine Funktion des  $Q$ -Wertes der Reaktion und des Streuwinkels. Der Parameter  $k$ , die kinematische Konstante, bestimmt den ersten Term einer Taylorentwicklung dieses Impulses

$p(\Theta)$  eines bei einer Kernreaktion oder Streuung emittierten Teilchens:

$$\begin{aligned} p(\theta) &= p(\theta_0) + \left. \frac{dp}{d\theta} \right|_{\theta_0} (\theta - \theta_0) \\ &= p(\theta_0) [1 + k(\theta - \theta_0)] \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

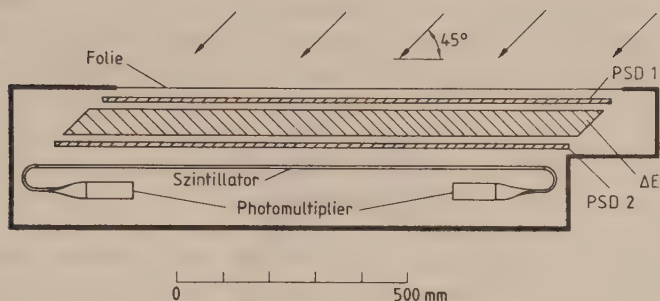
und ist abhängig von den Massen der reagierenden Teilchen, dem  $Q$ -Wert der Reaktion und dem Emissionswinkel  $\Theta_0$ .

Will man die bei einer Kernreaktion emittierten Teilchen unter dem Winkel  $\Theta_0 \pm \Delta\Theta$  ( $\Delta\Theta$  = halber Öffnungswinkel des Spektrographen) beobachten, so muß man, um eine gute Energieauflösung zu erhalten, auf die kinematische Verbreiterung korrigieren. Dazu sind im Falle des QMG/2 zusätzliche magnetische Multipolfelder vorhanden, die die nachzuweisenden Teilchen für einen Bereich von  $0 \leq k \leq 0.3$  auf die gleiche Stelle in der Fokalebene fokussieren. Bei einer konstanten Dispersion wird so eine Energieauflösung von  $2 \cdot 10^{-4}$  und ein Energiebereich von  $\pm 10\%$  der mittleren Energie erreicht.

Die mittleren Öffnungswinkel betrugen bei den Koinzidenzmessungen horizontal  $\Delta\Theta = 2.6^\circ$  und vertikal  $\Delta\Phi = 5.6^\circ$ , was einem Raumwinkel von  $\Delta\Omega = 4.3$  msr entspricht.

Die Fokalebene des Spektrographen ist eben und um  $45^\circ$  gegen den Einfallswinkel der nachzuweisenden Teilchen geneigt. Um die Energieauflösung des Spektrographen auszunutzen, muß die Ortsauflösung des Fokalebenendetektors, der die Fokalebene vollständig überdeckt, besser als  $\Delta x = 2.5$  mm sein.

Der verwendete Fokalebenendetektor  $^{94-98}$  (vgl. Abb. 3.5) ist 120 cm lang und 6 cm hoch. Er besteht aus einer Anordnung von zwei in x- und y-Richtung ortsempfindlichen Detektoren, einem  $\Delta E$ -Detektor und einem Plastik-Szintillator von 3.2 mm Dicke. Die ortsempfindlichen Zähler sind aus einer Kombination aus Driftkammer (vertikal) und ortsempfindlichem Proportionalzählrohr (horizontal) aufgebaut und werden mit einer Mischung aus 90% Argon und 10% Methan bei einem Druck von etwa 400 mbar betrieben. Der erste der beiden Zähler liegt in der Fokalebene,



**Abb. 3.5** Schematischer Aufbau des Fokalebendetektors für den Magnetspektrographen QMG/2. Die Fokalebene ist um  $45^\circ$  gegen den Einfallswinkel der nachzuweisenden Teilchen geneigt. Die Position der Teilchen in der Fokalebene wird mit Hilfe zweier ortsempfindlicher Proportionalzähler (PSD 1 und PSD 2) bestimmt. Die Teilchenidentifizierung erfolgt durch eine Energieverlust-Messung im  $\Delta E$ -Detektor (für schwere Ionen, bei dieser Messung nicht benutzt) bzw. im Szintillator (vgl. Abb. 4.1)

so daß der Quotient aus der an einem Ende des Zähl drahtes gesammelte Ladung, dividiert durch die Gesamtladung, die Position in der Fokalebene ergibt. Diese Berechnung wird off-line durchgeführt, so daß geringfügige Verschiebungen der Signale (offsets) korrigiert werden können. Aus den Positionsinformationen in beiden Detektoren können in x-Richtung der horizontale, in y-Richtung der vertikale Einfallswinkel jedes Teilchens rekonstruiert werden.

Leichte Teilchen hoher Energie, wie p, d und  $\alpha$ , durchdringen den Plastiksintillator, so daß die gesammelte Lichtausbeute ein Maß für den Energieverlust in diesem Detektor ist, die zur Teilchenidentifikation benutzt werden kann. Das Licht wird mit zwei an den gegenüberliegenden Enden des Szintillators angebrachten Photomultipliern registriert. Auf diese Weise sind Lichtverluste gering, die Lichtausbeute hat jedoch ein

Minimum für Teilchen die in der Mitte der Fokalebene auftreffen. Von dem Anodensignal dieser Photomultiplier wird in der nachfolgenden Meßelektronik ein schnelles Zeitsignal abgeleitet, welches zur Messung der Flugzeit (TOF) und als Zeitsignal für die Koinzidenz benutzt wird.

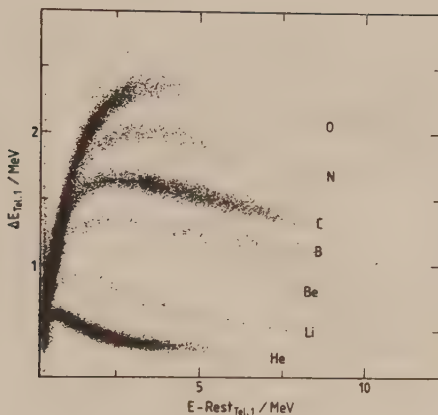
### 3.1.2 Die Zerfallsdetektoren

Die  $^{12}\text{C}$  - Kerne werden in Koinzidenz mit den inelastisch gestreuten Projektilen in Ionisationskammerteleskopen nachgewiesen, die speziell zur Identifizierung niederenergetischer schwerer Ionen entwickelt wurden<sup>99)</sup>. Da die Energie der emittierten Fragmente sehr empfindlich vom Emissionswinkel, relativ zur Rückstoßrichtung des angeregten  $^{24}\text{Mg}$  - Kerns abhängt, gelten für alle drei Koinzidenzmeßwinkel unterschiedliche experimentelle Bedingungen.

Für die  $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ$  und  $90^\circ$  Messungen wurden je zwei Ionisationskammerteleskope eingesetzt. Das Teleskop unter  $0^\circ$  bzw.  $90^\circ$  (Tel. 1) hatte dabei jeweils einen Raumwinkel von  $\Delta\Omega_1 \approx 6.7$  msr und das Teleskop unter  $180^\circ$  bzw.  $270^\circ$  einen Raumwinkel von  $\Delta\Omega_2 \approx 54$  msr.

Beide Teleskope sind nach dem gleichen Prinzip aufgebaut: Sie bestehen aus einer gasgefüllten Kammer mit Frischgitter und Anode zur Messung des Energieverlustes  $\Delta E$  und einem in der Kammer angebrachten Si-Oberflächensperrschichtdetektor der Dicke  $t = 100 \mu\text{m}$  zur Messung der Restenergie  $E_R$ . Die Kammern werden parallel im Gasdurchfluß mit Isobutan ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) betrieben. Bei der Messung unter  $\Theta_{\text{CM}} = 90^\circ$  haben beide  $^{12}\text{C}$  - Fragmente etwa gleiche kinetische Energien von ca. 4 MeV bei  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 22$  MeV und können in beiden Kammern bei einem Druck von  $p = 5$  mbar eindeutig identifiziert werden. Bei einem Meßwinkel von  $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ$  hat ein  $^{12}\text{C}$  - Fragment Energien von ca. 6 MeV (bei  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 22$  MeV,  $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ$ ), während das zweite  $^{12}\text{C}$  - Fragment ( $\Theta_{\text{CM}} = 180^\circ$ ) nur eine Energie von etwa 1.5 MeV aufweist. Für diese Messung wurde ein Druck von  $p = 20$  mbar gewählt, um das eine Fragment ( $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ$ ) identifizieren zu können, während das zweite  $^{12}\text{C}$  - Fragment ( $\Theta_{\text{CM}} = 180^\circ$ ) im Gasraum der Kammer (Tel. 2) gestoppt wird. Abb. 3.6 zeigt eine typische  $(\Delta E - E)$  - Zwei-Parameter - Darstellung, die mit Teleskop 1 (Tel. 1) gemessen wurde.

**Abb. 3.6**  $\Delta E - E_R$  Darstellung des mit einem  $^{24}\text{Mg}$  - Target gemessenen Teilchenspektrums von Teleskop 1



Für die Messung unter  $\Theta_{\text{CM}} = 30^\circ$  wurde Tel. 2 durch ein Teleskop aus Si-Oberflächensperrschichtdetektoren (Raumwinkel  $\Delta\Omega = 64 \text{ msr}$ ) mit einem  $\Delta E$  ( $t = 25 \mu\text{m}$ ,  $A = 100 \text{ mm}^2$ ) und einem  $E_R$  ( $t = 2000 \mu\text{m}$ ,  $A = 150 \text{ mm}^2$ ) -Detektor ersetzt. Dadurch wurde dem besseren Zeitverhalten des dünnen  $\Delta E$  - Si Detektors der Vorzug gegenüber einer Trennung niederenergetischer  $\alpha$  - Teilchen von  $^{12}\text{C}$  - Fragmenten gegeben.

### 3.2 Die Meßelektronik

In Abb. 3.7 ist schematisch ein vereinfachtes Blockschaltbild der verwendeten Meßelektronik dargestellt. Die linke Seite zeigt den Standardaufbau der Elektronik für den Fokalebenendetektor des Magnetspektrographen, die rechte Seite die Verarbeitung der elektronischen Signale der Zerfallsdetektoren und die Koinzidenzschaltung.

Zur Gewinnung der Ortsinformation in der Fokalebene (horizontal) werden jeweils die Energiesignale an beiden Enden der Zähldrähte des vorderen und hinteren Proportionalzählers gemessen. Der Ort in der Fokalebene

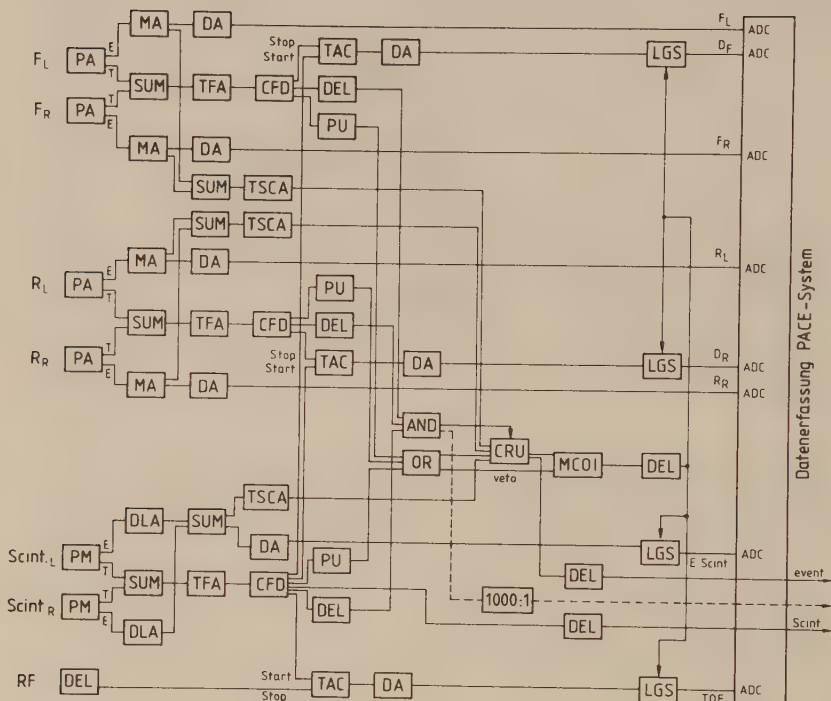
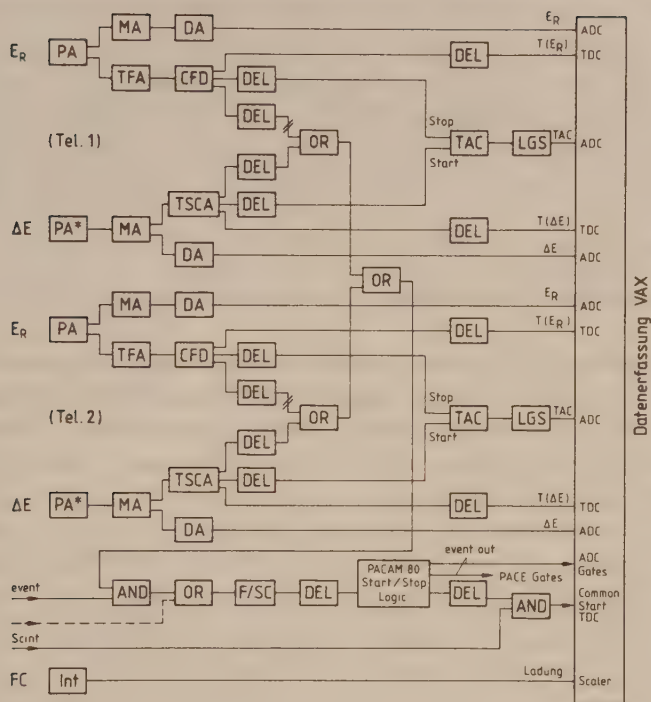


Abb. 3.7 Vereinfachtes Blockschaltbild der Experimentelelektronik für ein Koinzidenzexperiment mit dem QMG/2 und zwei Ionisationskammern

FL/R vorderer Proportionalzähler  
links/rechts  
RL/R hinterer Proportionalzähler  
links/rechts  
Scint<sub>L/R</sub> Scintillator <sub>L/R</sub>  
FC Faraday Cup

HF Hochfrequenz des  
Zyklotrons  
E<sub>R</sub> E<sub>rest</sub> (Teleskop)  
ΔE ΔE (Teleskop)  
ADC Analog-Digital-Konverter  
AND logische UND-Schaltung



CFD Constant Fraction Discriminator  
 CRU Coincidence Rejection Unit  
 DA lineare Verzögerungsstufe  
 DLA Delay Line Verstärker  
 F/S C Konverter von schnellen auf langsame Signale  
 INT Ladungsintegrator  
 DEL logische Verzögerungsstufe  
 LGS lineares Gate  
 MA linearer Verstärker  
 MCOI Koinzidenzeinheit

OR logische ODER-Schaltung  
 PA ladungsempfindlicher Vorverstärker  
 PA\* ladungsempf. Vorverstärker mit hoher Verstärkung  
 PM Photomultiplier  
 PU Pile-up Einheit  
 SUM Summenverstärker  
 TAC Zeit Amplituden Konverter  
 TDC Zeit Digital Konverter  
 TSCA schneller Einkanal-discriminator

wird durch Ladungsteilung bestimmt. Die vertikale Position erhält man aus der die Zeitdifferenz zwischen dem Szintillatorsignal und den Zeitsignalen der Proportionalzähler. Die Zeitdifferenz läßt sich dann mit der bekannten Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas in die y-Position umrechnen. Um eine gute Zeitauflösung zu erhalten, werden die Zeitsignale, die an den Enden der Detektoren abgegriffen werden, jeweils addiert. Die Energiesignale der Photomultiplier werden ebenfalls addiert. Die Zeitdifferenz zwischen dem Szintillatorsignal und einem Signal aus der Strahlpulsung ist ein Maß für die Flugzeit der Teilchen durch den Spektrographen.

Ein gültiges Ereignis in diesem Nachweissystem muß folgende Bedingungen erfüllen:

Beide ortsempfindlichen Detektoren und der Szintillator müssen innerhalb von 2  $\mu\text{s}$  ein Ereignis registriert haben [AND], es darf bei keinem der Signale [OR] ein Pile-up [PU] registriert werden, und die Signale müssen im eingestellten Energiefenster [TSCA] liegen. Falls diese Bedingungen nicht erfüllt sind, wird das Ereignis zurückgewiesen [CRU]. Falls diese Bedingungen aber erfüllt sind, wird ein Gate-Signal (event) für das Datenerfassungssystem PACE erzeugt. Um auf die Anzahl der von der CRU zurückgewiesenen Ereignisse korrigieren zu können, werden von der CRU entsprechende Signale vor und nach der Pile-up Unterdrückung erzeugt und von Zählern registriert. (Aufgrund der Übersichtlichkeit wird auf die Einzeichnung von Zählern generell verzichtet, obwohl im allgemeinen für jeden Detektor ein Zähler eingesetzt wird.) Damit wird ein Ereignis im Spektrographen durch 8 Parameter repräsentiert:

Für jeden Proportionalzähler zwei Ortssignale rechts und links (4) und eine Driftzeit (2), den Energieverlust im Szintillator (1) und die Flugzeit im Spektrographen(1).

Die Signale der Zerfallsdetektoren werden auf ähnliche Weise verarbeitet. Für die  $\Delta E$  Signale der Ionisationskammerteleskope werden aufgrund der sehr geringen Energien und des höheren mittleren Ionisationspotentials von Isobutan gegenüber Silizium, spezielle ladungsempfindliche Vorverstärker mit hoher Verstärkung [PA\*] eingesetzt. Wegen der langen Anstiegszeiten der Impulse der Gasdetektoren können für die Zeitelektronik keine Constant Fraction Diskriminatoren [CFD] verwendet werden. Statt

dessen werden schnelle Einkanaldiskriminatoren [TSCA] benutzt. Mit einer logischen Oder-Schaltung [OR] werden die  $\Delta E$  - und  $E_R$  - Signale beider Ionisationskammern miteinander verknüpft.

Falls koinzident zu einem dieser Signale ein gültiges Ereignis im Spektrographen registriert wird [AND], wird ein Gate-Signal für die ADC's des Datenerfassungssystems erzeugt und das schnelle Zeitsignal des Szintillators startet vier Zeit-Digital-Konverter [TDC], die von den Zeitsignalen der Zerfallsdetektoren gestoppt werden.

Zu einem gültigen Koinzidenzereignis werden also zusätzlich zu den 8 Parametern des Fokalebenen-detektors noch 10 Parameter der Zerfallsdetektoren gemessen:

Für jedes Teleskop die  $\Delta E$  - und  $E_R$  - Signale (4), die Zeitdifferenz zwischen den  $\Delta E$  -  $E_R$  - Signalen (2), und außerdem noch die Zeitdifferenzen zwischen den  $\Delta E$  -  $E_R$  - Signalen und dem Szintillatorsignal (4).

### 3.2.1 Koinzidenzbedingungen

Aufgrund der logischen Oder-Schaltung zwischen den beiden Teleskopen wird eine echte Dreifach-Koinzidenz durch die Meßelektronik bewußt vermieden, da die Koinzidenzrate zwischen den  $\alpha$ -Teilchen im Fokalebenen-detektor und in einem der beiden Teleskope ohnehin sehr gering ist. Die gewählte Meßgeometrie begünstigt für eine Dreifach-Koinzidenz kinematisch allein den symmetrischen Zerfall von angeregten Zuständen von  $^{24}\text{Mg}$ .

Der Zerfall hochangeregter Zustände von  $^{24}\text{Mg}$  in leichte geladene Teilchen ( $p$  und  $\alpha$ ) führt zu einem koinzidenten Ereignis in Tel. 1 mit mittleren oder sehr kleinen Energien in  $E_R$ , weil der  $E_R$  - Detektor für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen als dünner  $\Delta E$  - Detektor wirkt. Wegen des geringen Energieverlustes  $\Delta E$  der leichten Teilchen im Gasraum des Ionisationskammerteleskopes können hier Protonen nicht nachgewiesen werden, und die Energien der  $\alpha$ -Teilchen liegen im Bereich der Nachweisschwelle. Andererseits ist der Energieverlust  $\Delta E$  der  $^{12}\text{C}$  - Fragmente gegenüber dem der  $\alpha$ -Teilchen relativ hoch und die Restenergie  $E_R$  klein. Deshalb

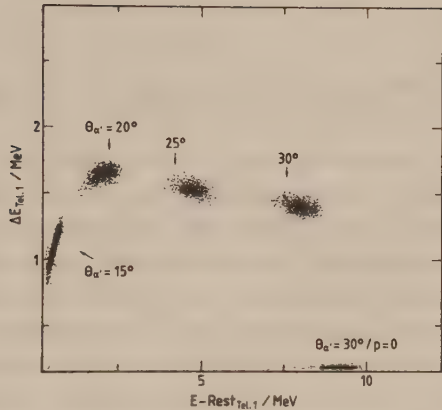
wird für die Definition eines Koinzidenzereignisses immer nur ein  $\Delta E$  - Signal von Tel. 1 gefordert (vgl. Abb. 3.7).

Bei der Messung unter  $\Theta_{\text{CM}} \approx 90^\circ$  gelten für Tel. 2 die gleichen Betrachtungen, da beide Zerfallsfragmente etwa gleiche Energien haben. Bei den Experimenten unter  $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ$  und  $30^\circ$  ist die Energie der in Tel. 2 nachzuweisenden  $^{12}\text{C}$  - Fragmente so gering, daß eine Identifizierung nach der  $\Delta E$  - E - Methode nicht möglich ist. Deshalb werden die  $^{12}\text{C}$  - Fragmente im  $\Delta E$  - Detektor (sowohl beim Einsatz des Ionisationskammer- als auch des Oberflächensperrschichtdetektorteleskops) gestoppt und durch ein Veto, das Energiesignal der leichten Teilchen im  $E_R$  - Detektor, von diesen unterschieden. Beim Einsatz des Oberflächensperrschichtdetektorteleskops können auch für den  $\Delta E$  - Detektor die schnellen Zeitsignale elektronisch verarbeitet werden (in Abb. 3.7 nicht angedeutet, vgl. Zeit-elektronik der  $E_R$  - Detektoren).

### 3.2.2 Einstellung mit kinematischen Koinzidenzen

Zum Test der zeitlichen Korrelation der Ereignisse, die durch die Flugzeit der  $\alpha$ -Teilchen durch den Spektrographen und bei der Messung des Energieverlustes der  $^{12}\text{C}$  - Fragmente durch die Driftzeit der Elektronen in der Ionisationskammer verzerrt wird, werden kinematische Koinzidenzen für die elastische Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an  $^{12}\text{C}$  - Kernen gemessen. Damit läßt sich außerdem eine Energiekalibrierung der Ionisationskammerteleskope durchführen. Bei verschiedenen  $\alpha$ -Streuwinkeln gemessene kinematische Koinzidenzen führen bei kleinem Öffnungswinkel des Spektrographen zu je einer Linie im Energiespektrum der rückgestreuten  $^{12}\text{C}$  - Ionen, deren kinetische Energie bekannt ist. Unter Berücksichtigung des Energieverlustes im Target und in der Eintrittsfolie, und Messung mit Betriebsdruck  $p$  der Ionisationskammerteleskope und bei  $p = 0$ , lassen sich die Energiekalibrierungen von  $\Delta E$  und  $E_R$  ermitteln. Abb. 3.8 zeigt eine  $\Delta E$  - E Darstellung des Teilchenspektrums von Tel. 1 in kinematischer Koinzidenz mit den elastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchen. Die Spektren für verschiedene  $\alpha$ -Streuwinkel wurden aufsummiert, so daß für jeden Winkel eine Linie erkennbar ist.

**Abb. 3.8**  $\Delta E - E$   
 Spektrum der rückge-  
 streuten  $^{12}\text{C}$ - Kerne in  
 kinematischer Koinzidenz  
 mit elastisch gestreuten  
 $\alpha$ -Teilchen unter Streu-  
 winkeln von  $\theta_{\alpha'} = 15^\circ$ ,  
 $20^\circ$ ,  $25^\circ$  und  $30^\circ$



### 3.3 Datenerfassung

Alle experimentell erfaßten Daten, für jedes Meßereignis 18 Parameter plus Zählerinformationen, werden für die Koinzidenzmessungen im Listmode aufgenommen und auf Magnetband gespeichert. Die Datenerfassung erfolgte teilweise mit dem Pace-ADC- System auf einer PDP 15, teilweise mit einer VAX 11/750. Die Erfassung der Daten wurde während der Experimente durch die Beobachtung der Einzel- und Zwei-Parameter-Spektren laufend überwacht, da die Datenerfassungsprogramme die Darstellung der verschiedenen Zwei-Parameter- und Einzelspektren ermöglichen.

Neben der Aufnahme der 18 Parameter werden von dem Datenerfassungsprogrammen die Zähler ausgelesen, die unter anderem als wichtigste Information die gesammelte Ladung am Faraday-Cup, die Anzahl der Ereignisse die dem Datenerfassungssystem angeboten werden und die Anzahl der akzeptierten Ereignisse, sowie die Anzahl der Ereignisse vor und nach Pile-up Unterdrückung, registrieren. Mit diesen Informationen kann auf die Totzeiten des Gesamtsystems korrigiert werden.

Im folgenden wird beschrieben, welche Messungen zusätzlich zu den Koinzidenzmessungen durchgeführt wurden, um die Targetdicken und die Energiekalibrierung der  $\alpha$ '-Spektren zu bestimmen.

### 3.3.1 Messung der elastischen und inelastischen Streuung

Die Messungen zu den verschiedenen Koinzidenzmeßwinkeln wurden in drei Experimenten durchgeführt. Dazu wurde jeweils eine punktweise gemessene Winkelverteilung der elastischen Streuung aufgenommen, um durch Anpassung an die nach der DWBA berechneten Winkelverteilung, die die experimentellen Daten gut beschreibt <sup>65)</sup>, die Dicke der  $^{24}\text{Mg}$  Targets zu bestimmen. Außerdem erlaubt die Messung der elastischen Streuung an verschiedenen Targets, durch die unterschiedliche Kinematik der Streuung an schweren und leichten Targetmaterialien, unter mehreren Streuwinkeln die Festlegung der tatsächlichen Winkelposition des Magnetspektrographen, die durch eine nicht zentrierte Lage des Strahls auf dem Target von der mechanisch eingestellten Position abweichen kann. Die einzige größere Abweichung wurde in dem  $\Theta_{\text{CM}} = 90^\circ$  Experiment gefunden und betrug  $\Delta\Theta = -1.0^\circ$  im Laborsystem. Bei den Messungen zu  $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ$  bzw.  $\Theta_{\text{CM}} = 30^\circ$  waren die Fehler in der Winkeleinstellung kleiner als  $\Delta\Theta = 0.1^\circ$  bzw.  $0.16^\circ$ .

Der beobachtbare Energiebereich der gestreuten  $\alpha$ -Teilchen beträgt für den Magnetspektrographen etwa 20% der mittleren  $\alpha$ -Energie, dies entspricht einem Bereich von ca. 20 MeV Anregungsenergie von  $^{24}\text{Mg}$  für den gesamten Fokalebenenendetektor. Durch Messung der  $\alpha$ -Spektren bei 0 MeV (elastische Streuung), 10 MeV und 18 MeV Anregungsenergie ist für bekannte Zustände von  $^{24}\text{Mg}$  ein genügender Überlapp der gemessenen Energiebereiche gegeben, um die Spektren relativ zueinander zu kalibrieren, so daß eine genaue Berechnung der Anregungsenergie von  $^{24}\text{Mg}$  aus der Ortsinformation (Position) des inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchens in der Fokalebene auch für einen Energiebereich möglich ist, in dem keine Anregungszustände bekannt sind (vgl. Kap. 4).

Diese Messungen wurden jeweils vor, zur Überprüfung teilweise auch nochmals nach den Koinzidenzmessungen, durchgeführt.

### 3.3.2 Koinzidenzmessungen

Die Daten der Koinzidenzmessung wurden wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben mit der in Abb. 3.7 skizzierten Meßelektronik aufgenommen und die einzelnen Parameter während der (50–70) h dauernden Messungen laufend überwacht. Die gesamte Meßdauer wurde in Blöcke von etwa 4 h Meßzeit aufgeteilt um auf Veränderungen der Meßbedingungen einfacher korrigieren zu können.

In der  $\Theta_{CM} = 30^\circ$  Messung wurden zusätzlich zu der in Abb. 3.7 skizzierten Meßelektronik die Signale eines Impulsgenerators in die Testeingänge der Vorverstärker eingespeist, um die Energieauflösung und eventuelle Driften in der Verstärkung beobachten zu können und um ein Maß für die Gesamttozeit der Meßelektronik inklusive des Datenerfassungssystems zu erhalten. In diesem Experiment wurde die CRU nicht eingesetzt, sondern die entsprechenden Signale wurden einzeln in Zählern und in einem logischen Register aufgezeichnet und off-line ausgewertet. Zur Definition eines Ereignisses im Spektrographen wurde nur der hintere Proportionalzähler (vgl. Abb. 3.5) verwendet, da die Driftkammer des vorderen Detektors bei diesem Experiment eine schlechtere Zeitauflösung aufwies. Aus diesem Grunde wurde die Energie der  $\alpha$ -Teilchen auch durch ihre Position im hinteren Detektor bestimmt, wozu eine etwas modifizierte Energiekalibrierung (vgl. Kap. 4) notwendig wurde.

Um ein unter gleichen Bedingungen aufgenommenes Spektrum der inelastischen  $\alpha$ -Streuung an  $^{24}\text{Mg}$  mit und ohne Koinzidenzbedingung messen zu können, wurde in dem  $\Theta_{CM} = 30^\circ$  Experiment ein elektronischer Teiler (1000:1) für die Meßereignisse im Spektrographen eingesetzt. Damit wird erreicht, daß jedes 1000'ste Ereignis der inelastischen Streuung, auch wenn es nicht die Koinzidenzbedingungen erfüllt, als solches gekennzeichnet und mit aufgezeichnet wird.

Die Auswertung der gemessenen Daten und die Identifizierung der Ereignisse aus der symmetrischen Spaltung von  $^{24}\text{Mg}$  werden im folgenden Kapitel beschrieben.

## 4 Analyse der Meßdaten

Mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen Meßaufbau wurden drei Koinzidenzmessungen durchgeführt. Die Reduktion und Auswertung der Listmode-Daten erfolgte off-line mit dem Programm PAX<sup>100)</sup> und wird im folgenden beschrieben.

Diese Datenreduktion verläuft stufenweise, indem alle Deskriptoren die ein Ereignis beschreiben, gelesen werden und dann aufgrund dieser Deskriptoren entschieden wird, ob das Ereignis relevant für die Messung ist. Danach werden die interessierenden Ereignisse in der gleichen Datenstruktur wieder gespeichert. Entscheidungskriterien können unter anderem das gleichzeitige Ansprechen bestimmter Detektoren sein, oder auch die Einhaltung eines Energie- oder Zeitfensters innerhalb eines Einzelspektrums oder einer Zwei-Parameter-Darstellung. Außerdem können mit den Daten mathematische Operationen durchgeführt werden. Die einmal erfüllten Bedingungen gelten für alle nachfolgenden Schritte der Auswertung.

### 4.1 Spektren des Fokalebenendetektors

Der erste Schritt zur Datenreduzierung ist die Überprüfung einer Bedingung für elastisch oder inelastisch gestreute  $\alpha$ -Teilchen. Dies betrifft sowohl die Messungen der elastischen und inelastischen Streuung, als auch die Koinzidenzmessungen. Dazu wird nach der Korrektur der Gleichspannungs-Offsets in den ortsempfindlichen Proportionalzählern die Position der Teilchen in der Fokalebene, durch Division der entsprechenden Signale, ermittelt. In einer Zwei-Parameter-Darstellung von Escint gegen die Position (Energie) sind dann verschiedene Teilchensorten durch ihren unterschiedlichen Energieverlust im Szintillator zu erkennen (vgl. Abb. 4.1) und durch Setzen eines zweidimensionalen "Energiefensters" kann die weitere Auswertung auf  $\alpha$ -Teilchen beschränkt werden.

**Abb. 4.1**            Zwei-  
Parameter-Darstellung  
der Energie der Teilchen  
im Szintillator gegen  
ihre Position in der  
Fokalebene. Durch ein  
zwei-dimensionales  
"Fenster" wird eine Be-  
dingung auf eine be-  
stimmte Teilchensorte  
gesetzt



Durch diese eindeutige Identifizierung der  $\alpha$ -Teilchen ist es nicht notwendig, unter Streuwinkeln von  $\Theta_\alpha \geq 7^\circ$  andere Informationen des Fokalebenenendetektors, abgesehen von den Zeitsignalen, auszunutzen. Eine Projektion dieser Ereignisse auf die x-Achse (Position) ergibt somit direkt ein Spektrum der elastisch bzw. inelastisch gestreuten  $\alpha$ -Teilchen.

#### 4.2 Energiekalibrierung der $\alpha$ -Spektren

Die Position von  $\alpha$ -Teilchen einer bestimmten Energie in der Fokalebene ist durch die Einstellung der Magneten des QMG/2 gegeben, die mit dem Programm KINEMA berechnet wird. Für eine genaue Energiekalibrierung ist es jedoch notwendig, die gemessenen Spektren der inelastischen Streuung an bekannte Zustände <sup>101,102</sup> der Targetkerne anzupassen, da z.B. die Strahlenergie und die Dispersion des Detektors von den angenommenen Werten geringfügig abweichen kann. Durch Variation der Strahlenergie und der Dispersion kann eine Energiekalibrierung vorgenommen werden, die für bekannte Zustände von  $E_x \leq 10$  MeV besser als  $\Delta E_x/E_x = 1.8 \cdot 10^{-3}$  ist.

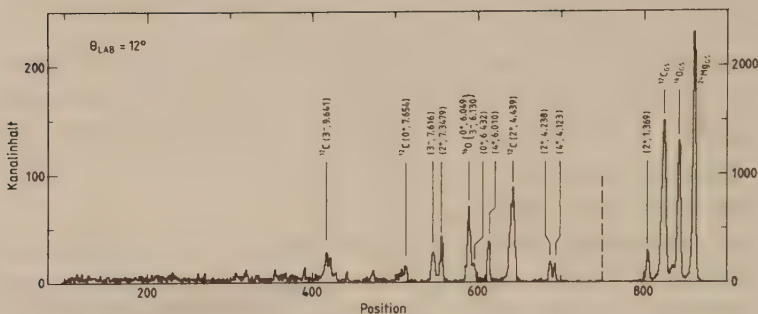
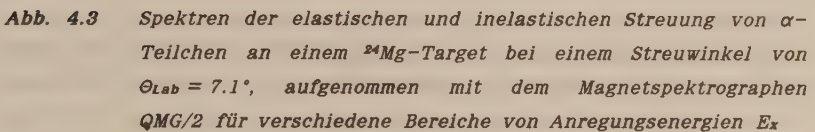


Abb. 4.2 Spektrum der elastischen und inelastischen  $\alpha$ -Streuung an  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  unter einem Streuwinkel von  $\Theta_{\alpha'} = 12^\circ_{\text{Lab}}$

Der tatsächliche Streuwinkel wird dabei ermittelt, indem man die Kinematik der Streuung an verschiedenen Targets überprüft.

Abb. 4.2 zeigt ein Spektrum der elastischen und inelastischen Streuung von  $\alpha$ -Teilchen, aufgenommen mit einem dünnen  $^{24}\text{Mg}$ -Target unter einem Streuwinkel von  $\Theta_{\alpha'} = 12^\circ_{\text{Lab}}$ .

In Abb. 4.3 sind Spektren für drei unterschiedliche Bereiche von Anregungsenergien von  $^{24}\text{Mg}$ , gemessen mit dem Magnetspektrographen, dargestellt. Neben angeregten Zuständen von  $^{24}\text{Mg}$  ist noch die elastische und inelastische Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an Targetverunreinigungen wie  $^{16}\text{O}$  und  $^{12}\text{C}$ , und die elastische Streuung an Protonen, die vermutlich auf eine mono-molekulare Bedeckung der Targetoberfläche mit Wasser zurückzuführen ist (breite Struktur (schraffiert) zwischen Kanal 500 und Kanal 600), zu erkennen. Die Energiezuordnung von Zuständen bei höheren Anregungsenergien wird sukzessive ermittelt, indem identifizierte Zustände mit denen in Spektren bei niedrigen Anregungsenergien verglichen (siehe Abb. 4.3,  $\downarrow$  und  $\downarrow\downarrow$ ) und unter der Annahme gleicher Detektordispersion zu hohen Anregungsenergien extrapoliert werden. Die bei hohen Anregungsenergien gefundenen Strukturen zwischen  $E_x = 12.8$  MeV und 18.7 MeV sind in guter Übereinstimmung mit den Daten von van



der Borg et al. <sup>49)</sup>. Oberhalb von  $E_x = 19$  MeV sind in dieser Messung aufgrund der geringen Statistik keine scharfen Zustände mehr erkennbar, das Spektrum zeigt eher einen flachen Verlauf.

Die Energiekalibrierung des Spektrums der inelastischen Streuung bestimmt die Zuordnung von Strukturen zu Anregungsenergien auch für die Koinzidenzmessungen zum Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$ . Die Energieauflösung dieser Spektren beträgt  $\Delta E = 70$  keV für  $E_x \approx 25$  MeV unter Berücksichtigung der Energieauflösung des Magnetspektrographen. Die Zuordnung zu Anregungsenergien von  $^{24}\text{Mg}$  läßt sich mit einer Unsicherheit von zusätzlich  $\delta E \leq \pm 100$  keV aufgrund der beschriebenen Energiekalibrierung abschätzen. Das parallel zur Koinzidenzmessung unter  $\Theta_{\text{CM}} = 30^\circ$  gemessene Spektrum der inelastischen  $\alpha$ -Streuung ist direkt mit den Strukturen im Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$  vergleichbar, da beiden dieselbe Energiekalibrierung zugrunde liegt.

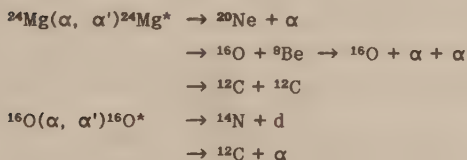
#### 4.3 Analyse der Zwei-Parameter-Darstellungen

Die Energiespektren der Zerfallsdetektoren (Tel. 1 und Tel. 2) werden aufgrund der Messungen der kinematischen Koinzidenzen kalibriert. Bei der Verwendung des Halbleiterteleskopes als Tel. 2 wird die Kalibrierung der Energiesignale der Detektoren relativ zueinander mit Hilfe eines Impulsgenerators durchgeführt. Die Messung der kinematischen Koinzidenzen mit einem  $^{12}\text{C}$ -Target bietet zudem den Vorteil, daß die erstmalige Identifizierung der Kohlenstoffionen in der  $\Delta E - E_x$  Darstellung für die Ionisationskammerteleskope erleichtert wird. Außerdem kann aus diesen Messungen der Energieverlust der  $^{12}\text{C}$ -Ionen im Target und in den Eintrittsfolien der Ionisationskammerteleskope bestimmt werden. Die Bestimmung der Energieverluste und damit der absoluten kinetischen Energien erfolgt mit dem Programm DETEK <sup>103)</sup>, das auf numerischer Integration bekannter Energieverlustdaten <sup>104,105)</sup> aufbaut.

Aufgrund dieser Kalibrierung können die Energiesignale der einzelnen Detektoren bei der Auswertung mit entsprechenden Faktoren multipliziert und addiert werden. Für die kinematische Analyse der Aufbruchereignisse stehen somit die Streuwinkel und die Energien der gestreuten  $\alpha$ -Teilchen

und beider Zerfallsprodukte (bei einer Dreifach-Koinzidenz) zur Verfügung.

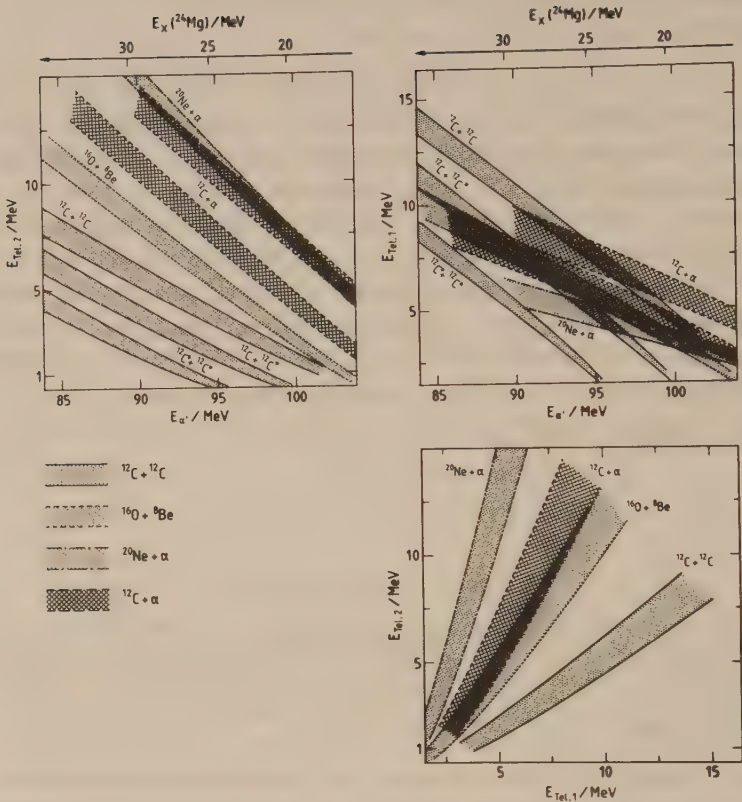
Da für jeden Zerfallskanal andere kinematische Bedingungen gelten, läßt sich ein bestimmter Ausgangskanal in einer Auftragung der kinetischen Energie des einen Zerfallsproduktes gegen die des anderen Zerfallsproduktes identifizieren. In einer Auftragung gegen die Energie des gestreuten  $\alpha$ -Teilchens läßt sich der Aufbruch einer bestimmten Anregungsenergie  $E_x$  zuordnen. Im Falle der Aufbruchmessungen an  $^{24}\text{Mg}$  werden dünne, freitragende  $^{24}\text{Mg}$  - Targets verwendet, bei denen sich eine Kontamination durch  $^{16}\text{O}$  nicht vollständig vermeiden ließ. Bei der inelastischen  $\alpha$ -Streuung an  $^{24}\text{Mg}$  und  $^{16}\text{O}$  und nachfolgender Fragmentierung sind unter anderem folgende Zerfälle möglich:



In Abb. 4.4 sind die kinematischen Kurven dieser Zerfälle für Meßwinkel von  $\Theta_{\text{LAB}}(\text{Tel. 1}) = -70^\circ$  und  $\Theta_{\text{LAB}}(\text{Tel. 2}) = 91^\circ$  bei einem  $\alpha$ -Streuwinkel von  $\Theta_{\text{LAB}} = 7.1^\circ$  dargestellt, wobei angenommen wird, daß das schwere Zerfallsprodukt in Tel. 1 nachgewiesen wird.

Für die jeweiligen Energieachsen wurde bei der Skalierung ein Energiebereich zugrunde gelegt, der der Energiekalibrierung der Detektoren bei den Zerfallsmessungen entspricht. Damit sind die kinematischen Kurven direkt mit den Zwei-Parameter-Spektren der Koinzidenzmessungen (vgl. Abb. 4.9 und 4.10) zu vergleichen. Aus der Darstellung ist ersichtlich, daß der Zerfall angeregter Zustände von  $^{24}\text{Mg}$  in einem Bereich von  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 18 - 35$  MeV prinzipiell beobachtbar ist.

Die Breite der kinematischen Kurven in dieser Darstellung ist durch den endlichen Öffnungswinkel der Detektoren ( $\Delta\Theta_{\text{MG}/2} = 1.3^\circ$ ,  $\Delta\Theta_{\text{Tel. 1}} = \pm 2.6^\circ$ ) in der Streuebene bedingt. In dieser Breite ist die Kippung der Streuebene durch die endlichen Öffnungswinkel  $\Delta\Phi$ , die Energieauflösung der Detektoren und das Energiestraggling der schweren Fragmente beim



**Abb. 4.4** Kinematische Kurven für verschiedene Zerfallskanäle von  $^{24}\text{Mg}$  und  $^{16}\text{O}$  bei einer Einschussenergie von  $E_{\alpha} = 120 \text{ MeV}$  und einem  $\alpha$ -Streuwinkel von  $\Theta_{\text{LAB}} = 7.1^\circ$

Durchgang durch das Target bzw. die Eintrittsfolie der Ionisationskammerteleskope noch nicht enthalten. Man muß in Betracht ziehen, daß die Energie der in Tel.2 nachzuweisenden Teilchen für den Aufbruch eines Zustandes mit  $E_x = 22 \text{ MeV}$  nur etwa  $E_{\text{kin}} = 2.5 \text{ MeV}$  beträgt. Von dieser Energie ist noch der Energieverlust im Target ( $\Delta E \approx 250 \text{ keV}$  für die halbe Targetdicke) abzuziehen, der auch um den gleichen Betrag

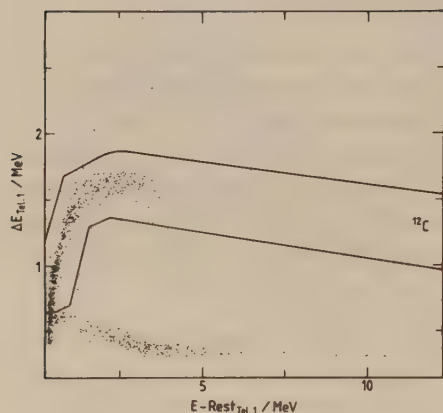
schwanken kann, abhängig davon, an welcher Stelle innerhalb der Targetfolie die Reaktion abläuft. Die gemessene Energie beträgt also im Mittel nur  $E_{\text{Tel. 2}} (E_x = 22 \text{ MeV}) = 2.25 \pm 0.25 \text{ MeV}$ .

Zu dieser Verbreiterung der Kurven trägt außerdem noch eine hohe Untergrundzählrate von Elektronen bei, die den Strahl begleiten (Convoy - Elektronen) bzw. aus dem Target emittiert werden, und in den Detektoren als hohe Impulsrate niedriger Energie (Rauschen) den Meßsignalen unkorreliert überlagert sind. Speziell in Tel. 2 konnte dieser Untergrund wegen des großen Raumwinkels von  $\Delta\Omega \approx 60 \text{ msr}$  und der dadurch bedingten geringen Distanz vom Target, nur teilweise durch elektronische Maßnahmen unterdrückt werden.

Aus diesen Gründen sind die interessierenden Ereignisse des Aufbruchs von  $^{24}\text{Mg}$  aus den mit dem Datenerfassungssystem aufgezeichneten Spektren nicht direkt zu entnehmen. Daher werden folgende Schritte zur Reduzierung der großen Datenmengen unternommen:

- Setzen eines zwei-dimensionalen Fensters auf  $\alpha$ -Teilchen im Zwei-Parameter-Spektrum ( $E_{\text{scint.}}$  - Position) im Fokalebeneendetektor des Spektrographen (vgl. Abb. 4.1)
- Unterdrückung der niederenergetischen Ereignisse (Rauschen) in einer Zwei-Parameter-Darstellung ( $\Delta E - E_R$ )<sub>Tel. 1</sub>
- Unterdrückung der niederenergetischen Ereignisse (Rauschen) in einer Zwei-Parameter-Darstellung ( $\Delta E - E_R$ )<sub>Tel. 2</sub>

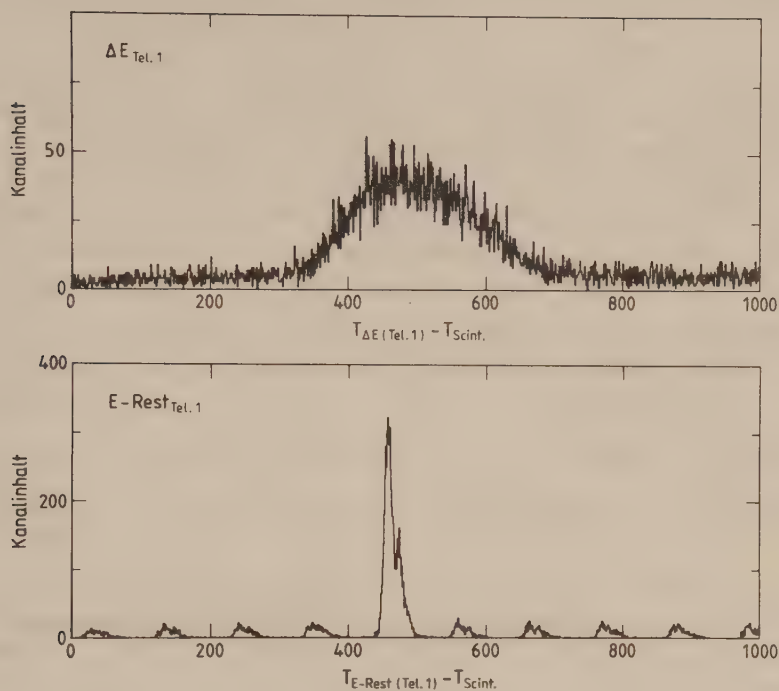
Mit diesen Bedingungen erhält man ein  $\Delta E - E_R$  - Spektrum von Tel. 1, in dem noch mehrere Teilchensorten zu unterscheiden sind. Da die Messung nur selektiv für eine Fragmentierung in zwei schwere Fragmente ist, wird nun ein Fenster auf die in Tel. 1 nachgewiesenen Kohlenstoffionen gesetzt (vgl. Abb. 4.5). Die Grenzen dieses Fensters werden so gewählt, daß alle Aufbruchereignisse sicher innerhalb des Fensters liegen müssen. Da bei niedrigen Energien die Kohlenstoffionen nicht von ebenfalls niederenergetischen schweren Ionen wie z. B.  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  und  $^{20}\text{Ne}$  unterschieden werden können, sind Ereignisse mit diesen Ionen im Ausgangskanal in den folgenden Spektren ebenfalls enthalten.



*Abb. 4.5 Zwei-Parameter-Darstellung des nach der ersten Reduktionsstufe gemessenen  $\Delta E - E_R$  - Spektrums von Tel. 1 mit dem für die nächste Stufe gesetzten Fenster auf Kohlenstoffionen*

Die mit der Meßelektronik geforderten Koinzidenzbedingungen sind so gewählt, daß der Parameterraum an keiner Stelle der interessierenden Ereignisse eingeschränkt ist. Diese Bedingung kann durch die Auswertung der Zeitsignale präzisiert werden. Abb. 4.6 und 4.7 zeigen die Spektren der Zeitsignale, die mit Tel. 1 bzw. Tel. 2 (Halbleiterteleskop) gemessen wurden. Um die Messung leichter Teilchen zu unterdrücken, werden in der Meßelektronik nur die Zeitsignale  $\Delta E_{\text{rel.1}}$  oder  $\Delta E_{\text{rel.2}}$  für eine Koinzidenz gefordert. Da bei einem Aufbruchereignis in Tel. 1 ein schweres Fragment nachgewiesen werden muß, verlangt man nun, daß das Zeitsignal des  $E_{\text{rest}}$ -Detektors (Tel. 1) "prompt" ist, das heißt, es ist eine Koinzidenz innerhalb eines Strahlpulses. Die gleiche Bedingung wird für den  $\Delta E$ -Detektor (Tel. 2) gefordert, der für schwere Fragmente als Stoppdetektor wirkt.

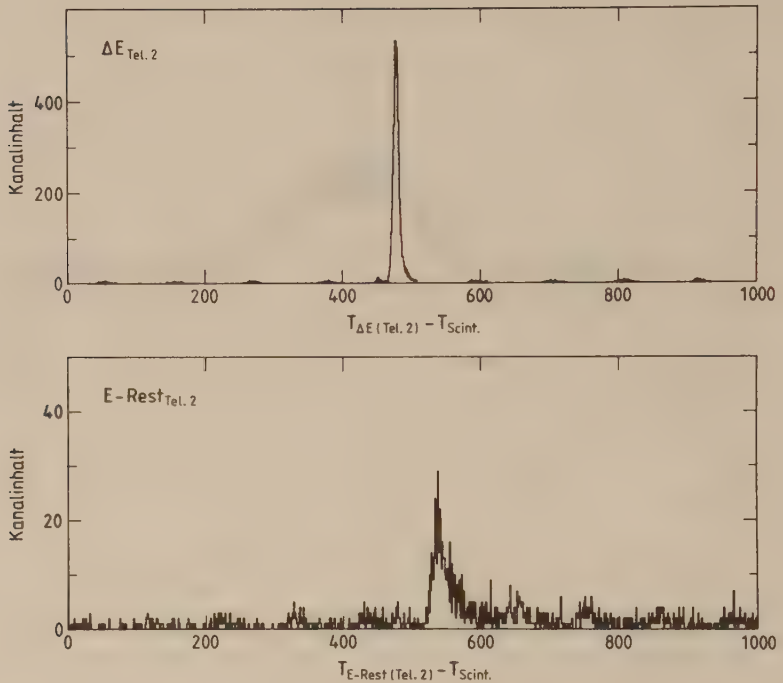
Die ursprünglich in der Meßelektronik geforderten Koinzidenzen zwischen einem Szintillatorsignal und einem  $\Delta E$ -Signal eines der beiden Teleskope wird damit zu einer Dreifach-Koinzidenz zwischen dem Spektrographen und beiden Teleskopen. In dieser Dreifach-Koinzidenz sind alle Ereignisse enthalten, die ein niederenergetisches schweres Ion (ab  $E = 3.5$  MeV ein



**Abb. 4.6** Zeitspektren von Tel. 1 relativ zum Szintillatorsignal des Fokalebeneendetektors für einen Bereich von  $1\ \mu\text{s}$ . Das Spektrum des  $\Delta E$ -Detektors ist aufgrund des schlechten Zeitverhaltens einer Ionisationskammer strukturlos und breit, während im Spektrum des  $E_R$ -Detektors zwischen den verschiedenen Strahlpulsen unterschieden werden kann

deutig ein Kohlenstoffion) in Tel. 1 und ein schweres Ion oder ein niederenergetisches leichtes Teilchen (welches in  $\Delta E_{\text{Tel. 2}}$  gestoppt wird) in Tel. 2 produzieren.

Eine zwei-parametrische Darstellung dieser Ereignisse sollte die in Abb. 4.4 gezeigten kinematischen Kurven ergeben. Dazu müssen allerdings die



**Abb. 4.7** Zeitspektren von Tel. 2 relativ zum Szintillatorsignal des Fokalebenenendektors für einen Bereich von  $1\ \mu\text{s}$ . Die interessierenden Ereignisse müssen im Spektrum des  $\Delta E$ -Detektors "prompt" sein. Die prompten Koinzidenzen im  $T_{E\text{-}Res}$ -Spektrum sind aus Zerfällen in leichte Teilchen

zusammengehörigen Energiesignale von  $\Delta E_{\text{Tel. 2}}$  und  $E\text{-}Res_{\text{Tel. 2}}$  addiert werden, da dessen Summe in die Kinematik eingeht. In den resultierenden Zwei-Parameter-Spektren sind die kinematischen Bereiche der verschiedenen Reaktionen zu erkennen (vgl. Abb. 4.9). Diese Darstellungen dürfen jedoch nur für die Identifizierung der Reaktionen herangezogen werden, für die kinematische Analyse des  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Kanals darf nur das  $\Delta E$ -

Signal von Tel. 2 verwendet werden, da alle  $^{12}\text{C}$  - Ionen im  $\Delta E$  - Detektor von Tel. 2 sicher gestoppt werden.

Zur endgültigen Identifizierung des symmetrischen Aufbruchs von  $^{24}\text{Mg}$  ist eine Analyse dieser Darstellungen gerade bei geringen Anregungsenergien, d.h. geringen kinetischen Energien, allein noch nicht ausreichend. Dazu ist die Verbreiterung der kinematischen Kurven aufgrund der Öffnungswinkel der Detektoren, der schlechten Energieauflösung aufgrund des überlagerten Rauschens, des Energiestragglings im Target und des Zusammenlaufens der kinematischen Kurven bei kleinen Energien, zu groß.

Eine gute energetische Identifizierung verschiedener Aufbruchreaktionen wird jedoch erreicht, wenn man die Summe der gemessenen kinetischen Energien:

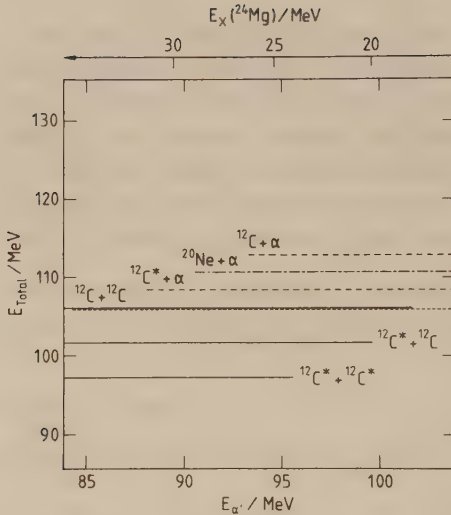
$$E_{\text{Total}} = E_{\alpha'} + E_{\text{Tel. 1}} + E_{\text{Tel. 2}} = E_{\alpha} + Q$$

$$Q = Q - \text{Wert der Reaktion}$$

gegen  $E_{\alpha'}$  darstellt, da  $E_{\text{Total}}$  nicht von der Kinematik der Reaktion abhängt.

In Abb. 4.8 sind die berechneten Energiesummen gegen die Energie des gestreuten  $\alpha$ -Teilchens für verschiedene Reaktionen aufgetragen. Die Breite dieser Linien ist nur noch durch die kinematische Korrektur des Spektrographen, das Energiestraggling in den Eintrittsfolien der Ionisationskammerteleskope und durch die Energieauflösung der Detektoren bestimmt, und daher nicht eingezeichnet. Das Energiestraggling aufgrund des Energieverlustes  $\Delta E$  im Target wird durch die Summierung der Energiesignale von Tel. 1 und Tel. 2 auf die Differenz  $\delta\Delta E = \Delta E_{\text{Target(Tel. 1)}} - \Delta E_{\text{Target(Tel. 2)}}$  reduziert und ist nun von gleicher Größenordnung wie das Energiestraggling in den Eintrittsfolien.

Für die Identifizierung des  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Kanals wird für diese Darstellung in der Berechnung der Energiesumme nur das  $\Delta E$  - Signal (Tel. 2) berücksichtigt. Als Demonstration der letzten Stufen der Datenreduktion sind in Abb. 4.9 (I-III)a-d die gemessenen Ereignisse in den vier in Abb. 4.4 und Abb. 4.8 diskutierten Darstellungen gezeigt. Auf die Skizzierung der kinematischen Kurven wird in diesem Falle bewußt verzichtet, um die sukzessive Trennung der gesuchten Zerfallsereignisse von anderen Aufbruchereignissen hervorzuheben.

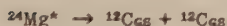


**Abb. 4.8** Darstellung der Energiesumme  $E_{\text{Total}}$  gegen die Energie des gestreuten  $\alpha$ -Teilchens für verschiedene Reaktionen, d.h. für verschiedene  $Q$ -Werte

In Abb. 4.9 (I) sind alle nach der bisher beschriebenen Datenreduktion übriggebliebenen Ereignisse dargestellt. In Spektrum (I)a sind drei Bereiche zu unterscheiden, die aus dem Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}^*$  bzw.  $^{16}\text{O}^*$  in  $^{20}\text{Ne} + \alpha$ ,  $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$  bzw.  $^{12}\text{C} + \alpha$  und  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  stammen (vgl. Abb.4.4). Die überwiegende Anzahl der Ereignisse ist vom Typ  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \alpha$  bzw.  $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$  und  $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha$ , so daß eine Identifizierung des  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Kanals auch in (I)d noch nicht möglich ist.

Setzt man in Abb. 4.9(I)a ein Fenster auf den Bereich, in dem die  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Ereignisse liegen müssen, ohne diesen Bereich zu scharf einzugrenzen, so erhält man die Ereignisse aus Abb. 4.9(II)a. In der Darstellung a sind die Grenzen dieses Fensters gezeigt, und in b-d sind die Ereignisse in den verschiedenen Darstellungen aufgetragen. Aufgrund der geringen Energien und der Energieauflösung von Tel. 2 sind nur in (II)b klare kinematische Kurven zu erkennen, doch gerade in dieser Darstellung können die Kanäle  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  und die übriggebliebenen niederenergetischen Ereignisse aus  $^{12}\text{C} + \alpha$  bzw.  $^{12}\text{C}^* + \alpha$  nicht getrennt werden, da sich die kinematischen Kurven überschneiden (vg. Abb. 4.4)

Unter der gleichen Bedingung, jedoch mit Rücksicht darauf, daß die  $^{12}\text{C}$ -Fragmente im  $\Delta E$ -Detektor von Tel. 2 gestoppt werden, sind die Spektren (III)a,c und d erzeugt. Hier wird bei der Berechnung der Energiesumme jeweils nur das  $\Delta E$ -Signal von Tel. 2 berücksichtigt. In dieser Darstellung sind auch in (III)c kinematische Linien zu erkennen und in (III)d sind neben niederenergetischen Ereignissen aus  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$ <sup>1</sup> und  $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha$ , drei Linien erkennbar, die zu den Reaktionen:



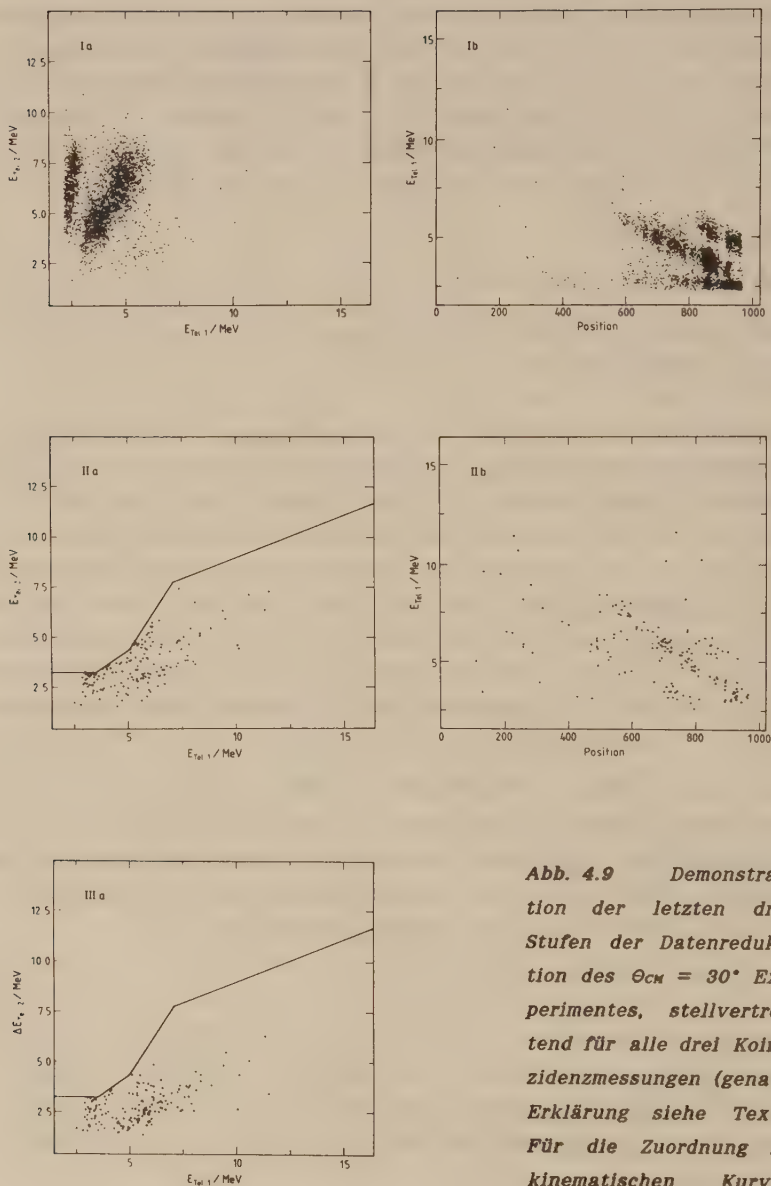
gehören.

Zusätzlich werden alle gemessenen Zerfallsereignisse einer kinematischen Analyse unterzogen, die die Korrelation der kinetischen Energien der einzelnen Teilchen überprüft und jedem Ereignis einen Q-Wert des Zerfalls zuordnet. Die Energieauflösung der Detektoren wird für diese Korrelation zu  $\Delta = 1.25 \text{ MeV}$  angenommen, außerhalb dieser Korrelationsbreite  $\Delta$  liegende Einzelereignisse gelten als Untergrund. Das Q-Wert-Spektrum dieser Analyse zeigt eindeutige Maxima bei Q-Werten von  $-13.93 \text{ MeV}$  (beide  $^{12}\text{C}$  im Grundzustand),  $-18.37 \text{ MeV}$  (ein  $^{12}\text{C}$ -Fragment angeregt) und  $-22.81 \text{ MeV}$  (beide  $^{12}\text{C}$ -Fragmente angeregt), die von Aufbruchereignissen  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$  klar getrennt werden können.

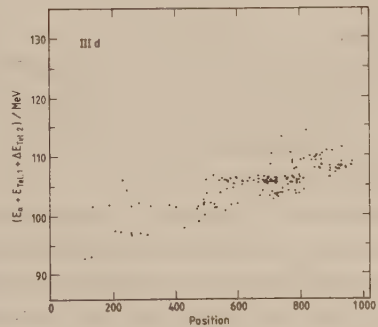
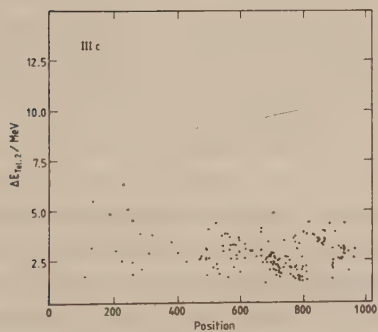
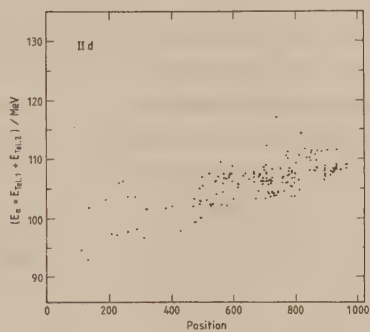
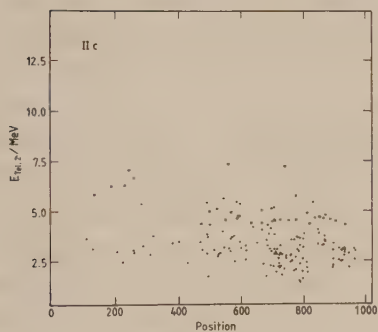
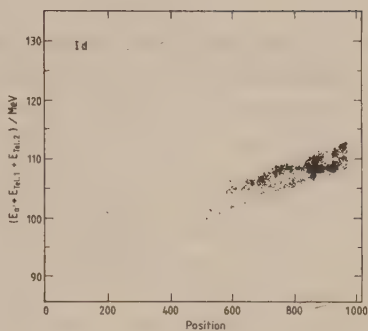
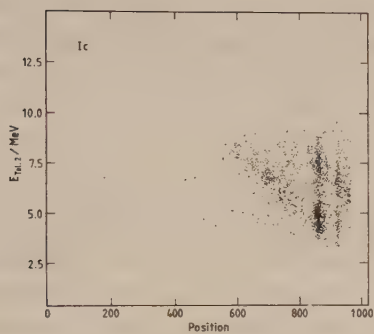
Die Dreifach-Koinzidenz: kinematische Koinzidenz der beiden Zerfallsfragmente in Koinzidenz mit den inelastisch gestreuten Projektilen, erlaubt somit prinzipiell eine nahezu untergrundfreie Messung des symmetrischen Aufbruchs von  $^{24}\text{Mg}$ , die nur durch die experimentellen Nachweisschwellen und die Energieauflösung der Detektoren begrenzt ist.

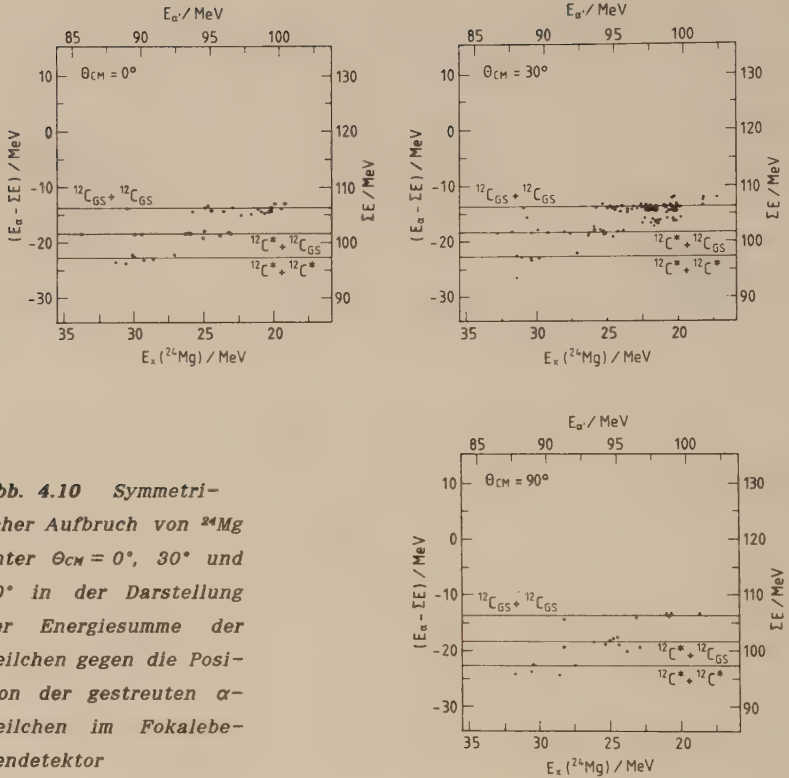
---

<sup>1</sup> Die Linie aus  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$  ist zusätzlich verbreitert und zu einer niedrigeren Energiesumme verschoben, da von den beiden  $\alpha$ -Teilchen aus dem aufbrechenden  $^8\text{Be}$  nicht immer beide in Tel. 2 nachgewiesen werden.



**Abb. 4.9** Demonstration der letzten drei Stufen der Datenreduktion des  $\Theta_{CM} = 30^\circ$  Experimentes, stellvertretend für alle drei Koln-zidenzmessungen (genaue Erklärung siehe Text). Für die Zuordnung zu kinematischen Kurven vgl. Abb. 4.4 und 4.8





**Abb. 4.10** Symmetrischer Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$  unter  $\Theta_{CM} = 0^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $90^\circ$  in der Darstellung der Energiesumme der Teilchen gegen die Position der gestreuten  $\alpha$ -Teilchen im Fokalebeneendetektor

Abb. 4.10 zeigt eine Zusammenstellung aller eindeutig identifizierten Ereignisse aus dem symmetrischen Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$ , in der Darstellung der Energiesumme der nachgewiesenen Teilchen gegen die Position der Projektile im Fokalebeneendetektor. Für die Experimente unter  $\Theta_{CM} = 0^\circ$  und  $90^\circ$  wurde die Datenanalyse entsprechend durchgeführt.

Für die  $\Theta_{CM} = 90^\circ$ -Messung ist aufgrund der Kinematik (Nachweis des inelastisch gestreuten Projektils und eines schweren Fragments auf der gleichen Seite des Projektilstrahls) kein Untergrund zu beobachten. Beide Fragmente haben in dieser Meßanordnung etwa gleiche kinetische Energie, allerdings ist die Ereignisrate wesentlich geringer als in den Experimenten unter  $\Theta_{CM} = 0^\circ$  und  $30^\circ$ .

Eine während der Meßzeit des  $\Theta_{CM} = 30^\circ$  - Experimentes auftretende Erhöhung des Untergrundes bei niedrigen Energien läßt eine Auswertung der Ereignisse, bei denen eines oder beide der  $^{12}\text{C}$ -Fragmente in seinem angeregten Zustand bei  $E_x = 4.44$  MeV verbleibt, nur für den untergrundfreien Teil der Messung zu, so daß bei der Auswertung und der Berechnung der Wirkungsquerschnitte nur dieser Teil der Messung berücksichtigt wird.

Bei der Messung unter  $\Theta_{CM} = 0^\circ$  traten bei dem E-Rest Detektor von Tel. 1 ebenfalls Untergrundprobleme auf. Diese werden daran sichtbar, daß unterhalb der experimentell ermittelten Nachweisschwellen noch Aufbruchereignisse nachgewiesen werden, die nicht vom Untergrund zu trennen sind. Ein Fehler in der Datenerfassung führte dazu, daß ein Parameter ( $T_{E\text{-Rest(Tel. 1)}}$ ) unterhalb von  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 21.8$  MeV (für den Aufbruch in  $^{12}\text{C}_{GS} + ^{12}\text{C}_{GS}$ ), teilweise außerhalb des Konversionsbereiches des Zeit-Digital-Konverters lag (overflow), obwohl ein korrektes Zeitsignal vorgelegen hatte. Umgekehrt gab es Ereignisse, für die ein korrektes Zeitsignal, aber kein E-Rest-Signal erkannt wurde. Auf beide Arten von Ereignissen konnte aufgrund der restlichen korrekt gemessenen Parameter korrigiert werden.

In einer Simulation werden dazu die korrekt gemessenen Aufbruchereignisse bei  $E_x \geq 21.8$  MeV so analysiert, als ob für sie  $E\text{-Rest}_{\text{Tel. 1}} = 0$  gemessen worden wäre, und dieser Parameter aus den restlichen Informationen rückgerechnet. Die so resultierende Anzahl der Aufbruchereignisse wird mit den wirklich gemessenen verglichen. Die Simulation liefert eine Zahl von Ereignissen, die 16 % zu hoch liegt, weshalb dieser Untergrund von den korrigierten Ereignissen abgezogen wird.

Die Anzahl der Aufbruchereignisse unterhalb von  $E_x = 21.8$  MeV, bei denen weder ein korrektes Zeitsignal ( $T_{E\text{-Rest(Tel. 1)}} > \text{TDC-Konversion}$ ), noch ein Energiesignal ( $E\text{-Rest}_{\text{Tel. 1}} = 0$ ) vorlag, kann nur durch Extrapolation ermittelt werden. Dazu werden die mit korrektem Energiesignal und falschem Zeitsignal (overflow) gemessenen Ereignisse mit einem Korrekturfaktor von  $f = 1.9$  multipliziert. Dieser gibt im unkritischen Energiebereich das Verhältnis der Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse zu denen mit korrektem Energiesignal und falschem Zeitsignal an. Zur Kontrolle werden die Ereignisse mit  $E\text{-Rest}_{\text{Tel. 1}} = 0$ , die zeitlich zu einem

falschen Strahlpuls gehören (zufällige Koinzidenzen) dieser Auswertung unterzogen. Sie ergibt zwei Ereignisse in dem kritischen Bereich unterhalb von 21.8 MeV. Der Fehler dieser Extrapolation wird daher mit  $\pm 50\%$  abgeschätzt und im folgenden als zusätzlicher Untergrundbeitrag berücksichtigt.

Die untere Nachweisschwelle für die Messung des symmetrischen Zerfalls von  $^{24}\text{Mg}$  liegt bei ca.  $E_x = 19.2$  MeV (vgl. Abb. 4.11), unterhalb dieser Anregungsenergie ist aufgrund der Energieauflösung der Detektoren und der experimentellen Nachweisschwellen eine Messung dieses Aufbruchs nicht mehr möglich. Mit dieser Nachweismethode kann somit der symmetrische Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$  in einem Bereich beobachtet werden, der unterhalb der Schwelle  $E_x = -Q + E_c = 20.5$  MeV beginnt und zu höheren Anregungsenergien nur durch den Energiebereich des Magnetspektrographen begrenzt ist.

#### 4.4 Symmetrischer Aufbruch von $^{24}\text{Mg}$

Die nach der beschriebenen Analyse identifizierten Ereignisse für den Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$  in den "elastischen" Kanal  $^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$ , den "inelastischen" Kanal  $^{12}\text{C}^* + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  und den "doppelt inelastischen" Kanal  $^{12}\text{C}^* + ^{12}\text{C}^*$ , ergeben nach Trennung und Projektion auf die Abszisse von Abb. 4.9(III)d bzw. 4.10 die Spektren des symmetrischen Zerfalls von  $^{24}\text{Mg}$ . In Abb. 4.11 sind diese Spektren aller drei Kanäle in der üblichen Auftragung gegen die Anregungsenergie von  $^{24}\text{Mg}$  dargestellt. Aufgrund der geringen Statistik sind die Ereignisse in jeweils 200 keV breiten Intervallen zusammengefaßt. Die eingezeichneten Pfeile deuten die experimentellen Nachweisschwellen an, die unterbrochenen Linien grenzen den Bereich ab, auf den die in (4.3) beschriebene Korrektur der  $0^\circ$ -Messung angewendet wurde.

Im elastischen Kanal sind bei den Messungen unter  $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ$  und  $30^\circ$  deutliche Strukturen zu erkennen, die anderen Kanäle lassen aufgrund der geringen Statistik keine eindeutige Aussage über Strukturen im Aufbruchwirkungsquerschnitt zu. Tabelle II vermittelt eine Übersicht über

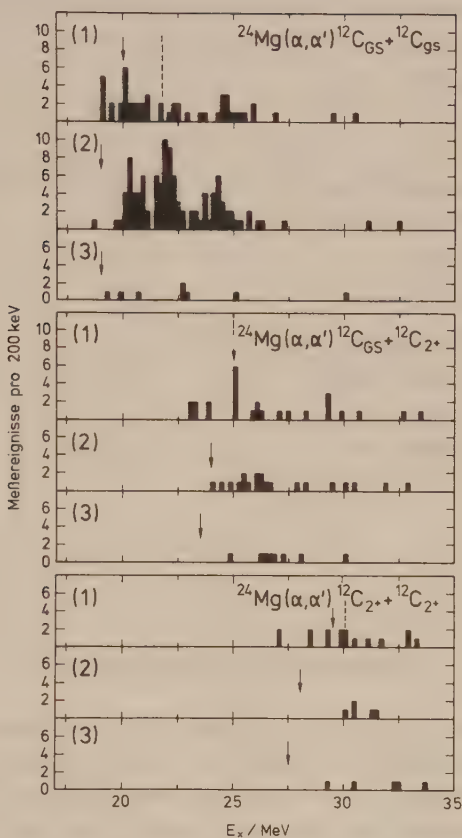


Abb. 4.11

Zerfallsspektren von  $^{24}\text{Mg}$  bei drei verschiedenen Koinzidenzwinkeln ( $\Theta_{\text{CM}} = 0^\circ(1)$ ,  $30^\circ(2)$  und  $90^\circ(3)$ ), aufgetragen gegen die Anregungsenergie. Die experimentellen Nachweissschwellen sind durch Pfeile angedeutet

den vergleichbaren Teil der Daten der drei Experimente. Für den Aufbruch in den elastischen Kanal der  $\Theta_{\text{CM}} = 30^\circ$  Messung konnten noch weitere Daten ausgewertet werden.

In den folgenden Kapiteln wird gezeigt, wie sich aus den gemessenen Daten die differentiellen und winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte für den symmetrischen Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$  berechnen lassen.

Tabelle II : Übersicht über einige Daten der Koinzidenzmessungen

| Meßwinkel $\Theta_{CM}$                    | 0°                   | 30°                  | 90°                  |
|--------------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| <b>Strahl</b>                              |                      |                      |                      |
| gesammelte Ladung / C                      | $1.59 \cdot 10^{-2}$ | $4.64 \cdot 10^{-2}$ | $4.22 \cdot 10^{-2}$ |
| Summe der Projektile n                     | $4.98 \cdot 10^{16}$ | $1.45 \cdot 10^{16}$ | $1.32 \cdot 10^{16}$ |
| <b>Targets <sup>(1)</sup></b>              |                      |                      |                      |
| $Q \cdot \Delta x$ / $\mu g / cm^2$        | 61.2                 | 80.9                 | 146.0                |
| <b>Aufbruchereignisse</b>                  |                      |                      |                      |
| $\Delta n$ ( $^{12}C_{GS} + ^{12}C_{GS}$ ) | $48 \pm 8.9$         | $62 \pm 7.9$         | $8 \pm 2.8$          |
| $\Delta n$ ( $^{12}C^* + ^{12}C_{GS}$ )    | $22 \pm 7.3$         | $20 \pm 4.5$         | $8 \pm 2.8$          |
| $\Delta n$ ( $^{12}C^* + ^{12}C^*$ )       | $16 \pm 5.5$         | $5 \pm 2.2$          | $5 \pm 2.2$          |

<sup>(1)</sup> vgl. (4.5) und Abb. 4.12

#### 4.5 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Bei den Koinzidenzmessungen wird ein doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt gemessen, der vom Streuwinkel des Projektils und vom Meßwinkel der Aufbruchfragmente abhängt. Durch die energiedispersive Messung läßt sich jedes Ereignis einer bestimmten Anregungsenergie des Targetkerns zuordnen, so daß für den dreifach - differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt:

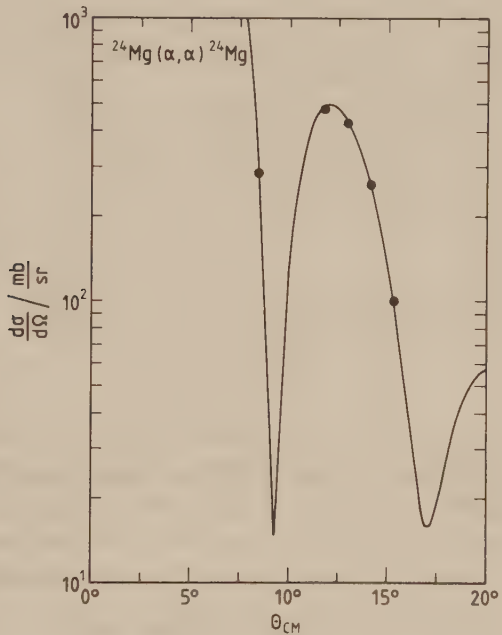
$$\frac{d^3 \sigma_{CC}(\theta_{\alpha'}, \theta_{CC}, E_x)}{d\theta_{\alpha'} d\theta_{CC} dE} = \frac{\Delta n}{n} \frac{1}{N \Delta x} \frac{1}{\Delta \theta_{\alpha'}} \frac{1}{\Delta \theta_{CC}} \frac{1}{\Delta E} \Big|_{\theta_{\alpha'}, \theta_{CC}, E_x}$$

Die Identifizierung der Aufbruchereignisse  $\Delta n$  wurde im vorangegangenen Kapitel beschrieben. Die Anzahl der gestreuten Projektile n ist durch die integrierte Ladung bestimmt, die auf die Totzeit des Datenerfassungssystems korrigiert ist. Der mittlere Ladungszustand der  $\alpha$ -Teilchen nach Durchgang durch das Target wird mit 2.0 angenommen. Die Teilchenzahl-dichte des Targets  $1/N \Delta x$  wird durch eine punktweise gemessene Winkel-

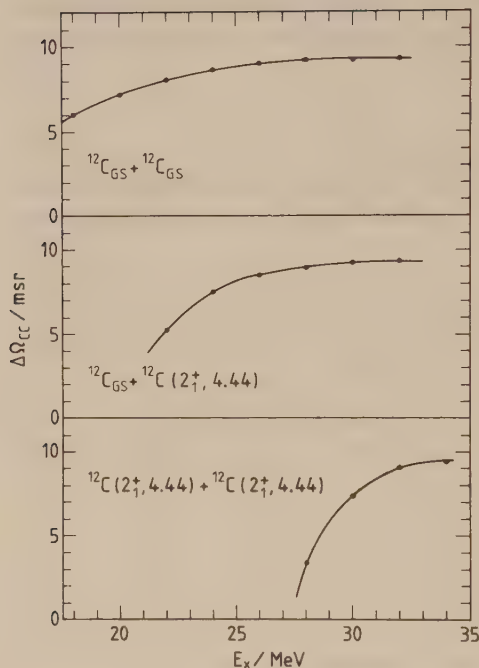
**Tabelle III** : Potentialparameter der DWBA - Rechnungen für die Reaktion  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{24}\text{Mg}$  bei  $E_\alpha = 120$  MeV mit einem Woods - Saxon Formfaktor

| $\frac{V}{\text{MeV}}$ | $\frac{r_R}{\text{fm}}$ | $\frac{a_R}{\text{fm}}$ | $\frac{W}{\text{MeV}}$ | $\frac{r_I}{\text{fm}}$ | $\frac{a_I}{\text{fm}}$ | $\frac{r_C}{\text{fm}}$ |
|------------------------|-------------------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 95.7                   | 1.30                    | 0.73                    | 22.9                   | 1.60                    | 0.71                    | 1.30                    |

**Abb. 4.12** Für die Normierung der Wirkungsquerschnitte wird die Massenbelegung der Targets durch Anpassung an eine DWBA - Rechnung der elastischen Streuung von 120 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{24}\text{Mg}$  ermittelt



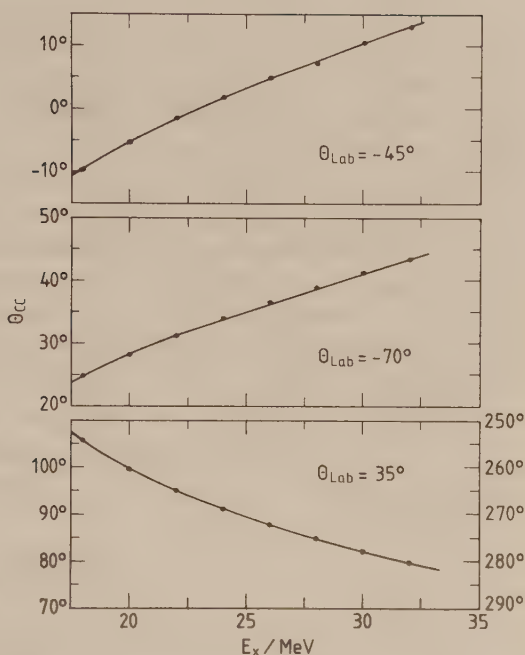
verteilung der elastischen Streuung ermittelt. Durch Anpassung an eine DWBA - Rechnung mit einem optischen Potential, das die elastische Streuung von 120 MeV  $\alpha$ -Teilchen an  $^{24}\text{Mg}$  gut beschreibt <sup>43)</sup>, kann die Targetdicke bestimmt werden. Für alle DWBA - Rechnungen wird das Programm DWUCK4 <sup>92)</sup> mit einem optischen Potential und den in Tabelle III enthaltenen Potentialparametern verwendet.



**Abb. 4.13** Verlauf der Koinzidenzraumwinkel  $\Delta\Omega_{cc}$  in Abhängigkeit von der Anregungsenergie von  $^{24}\text{Mg}$  und dem  $Q$  - Wert der Aufbruchreaktion

Abb. 4.12 zeigt die Anpassung der elastischen Streudaten des  $\Theta_{\text{CM}} = 30^\circ$  - Experimentes an die DWBA - Rechnung, deren berechnete Wirkungsquerschnitte über den Öffnungswinkel des Magnetspektrographen gemittelt sind. Die Unsicherheiten aufgrund dieser Normierung ( $< 10\%$ ) sind klein gegenüber den statistischen Fehlern der Koinzidenzmessungen.

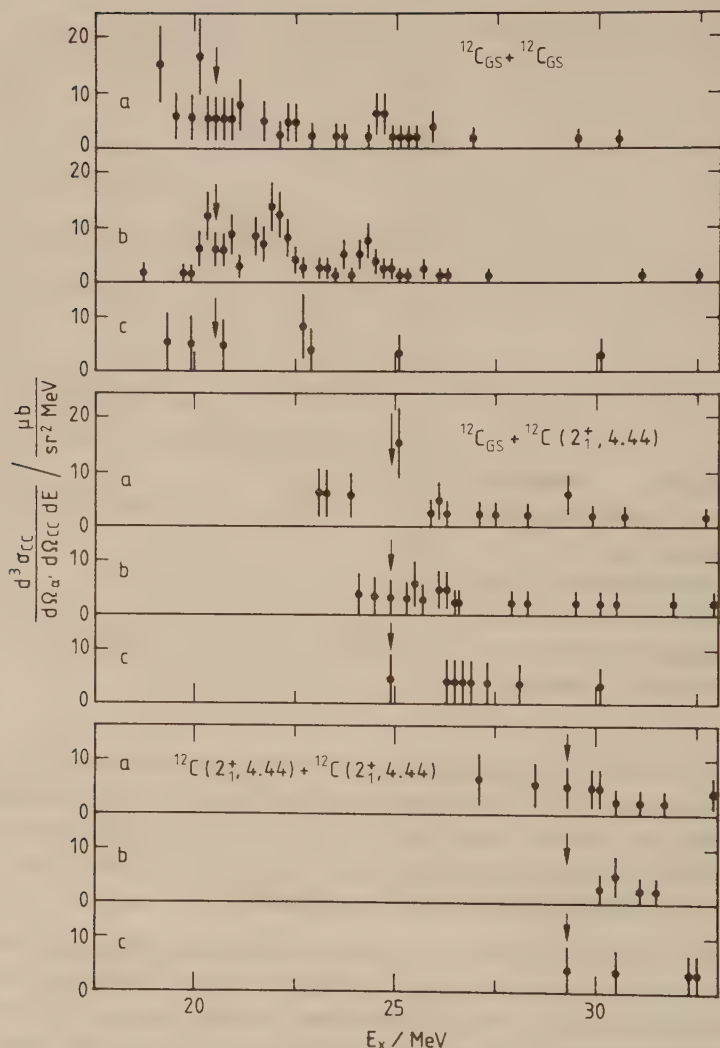
Der Raumwinkel für das inelastisch gestreute  $\alpha$ -Teilchen  $\Delta\Omega_\alpha$  ist abhängig von der Anregungsenergie des Targetkerns. Der Koinzidenzraumwinkel  $\Delta\Omega_{cc}$  für die Koinzidenzmessung beider Fragmente und der Schwerpunktinkel  $\Theta_{cc}$  sind abhängig von der Anregungsenergie des Targetkerns und vom  $Q$  - Wert der Aufbruchreaktion, d.h. von der Anregungsenergie der  $^{12}\text{C}$  - Fragmente. Die Berechnung der Raumwinkel und der Schwerpunktwinkel erfolgt mit dem Monte - Carlo Programm OMEGA <sup>106)</sup>, das insbesondere die Kippung der Streuebene durch den endlichen Öffnungswinkel  $\Delta\Phi$



**Abb. 4.14** Abhängigkeit des Schwerpunktwinkels  $\Theta_{CM}$  von der Anregungsenergie von  $^{24}\text{Mg}$  für die Winkelkombinationen der drei Koinzidenzmessungen

der Detektoren berücksichtigt. Abb. 4.13 stellt die Änderung des Raumwinkels  $\Delta\Omega_{cc}$  mit der Anregungsenergie  $E_x(^{24}\text{Mg})$  für die drei Ausgangskanäle der Aufbruchreaktion dar. In Abb. 4.14 ist der Schwerpunktwinkel  $\Theta_{CM}$  für den Aufbruch in  $^{12}\text{C}_{GS} + ^{12}\text{C}_{GS}$  für die drei Koinzidenzmessungen gegen die Anregungsenergie von  $^{24}\text{Mg}$  aufgetragen.

Abb. 4.15 zeigt die aus diesen Daten berechneten dreifach - differentiellen Wirkungsquerschnitte. In den Fehlerbalken der Meßpunkte sind die statistischen Fehler der Einzelmessungen und die Unsicherheiten der in (4.3) beschriebenen Auswertung berücksichtigt. Die maximalen Wirkungsquerschnitte sind jeweils in einem Bereich von etwa 0 - 5 MeV oberhalb der entsprechenden Schwellen  $E_x = -Q + E_c$  zu beobachten.



**Abb. 4.15** Dreifach - differentielle Wirkungsquerschnitte des symmetrischen Aufbruchs von  $^{24}\text{Mg}$  in Abhängigkeit von der Anregungsenergie  $E_x$ . Die Pfeile deuten die Barrieren im Ausgangskanal mit  $E_x = -Q + E_c$  mit  $E_c = 6.6 \text{ MeV}$  an

## 5 Ergebnisse und Diskussion

Die dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^3\sigma / d\Omega_\alpha d\Omega_{cc} dE$  müssen über den Raumwinkel  $\Omega_{cc}$  integriert werden, um die Zerfallswahrscheinlichkeit zu berechnen. Dabei erhält man durch die Winkelkorrelation der Zerfallsprodukte Rückschlüsse über die Multipolarität  $\lambda$  der angeregten Schwingungsmode und kann Aussagen über die Verteilung der  $E\lambda$  Summenregelstärke (Anteil an der  $E\lambda$  EWSR) in  $^{24}\text{Mg}$  bei Anregungsenergien von  $E_x > 20$  MeV machen. Die Partialbreite des  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Kanals wird mit Rechnungen nach dem statistischen Modell verglichen, um zwischen resonantem und statistischem Zerfall, bzw. nicht-resonantem Untergrund zu unterscheiden. Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente verdeutlicht den Zusammenhang zwischen isoskalarer Anregung und nachfolgendem Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  einerseits, und der Schwerionen-Reaktion  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , die zum 'Compoundkern'  $^{24}\text{Mg}$  führt, andererseits.

### 5.1 Winkelkorrelation und Summenregel

Die Winkelkorrelation zwischen dem gestreuten Projektil und den  $^{12}\text{C}$ -Fragmenten läßt sich nicht mehr mit der Näherung von einlaufenden ebenen Wellen (PWBA, vgl. Kap. 2.4) beschreiben. Die Wechselwirkung des Projektils (Ejektils) mit dem Targetkern führt zu Kugelwellen - Komponenten  $e^{ikr}/r$  in den einlaufenden und auslaufenden Wellen, so daß nicht allein  $m = 0$  magnetische Unterzustände besetzt werden, wie in der PWBA vorausgesetzt. Die Winkelkorrelationen werden daher in der Näherung der DWBA berechnet. Dazu dient das Programm ANGCOR<sup>91)</sup>, wobei die Besetzung der  $m$  - Unterzustände einer DWBA - Rechnung mit dem Programm DWUCK4<sup>92)</sup> entnommen wird, in die ein kollektiver Formfaktor des Typs  $(R \cdot dU/dr)$  eingeht, womit die Anregung eines Vibrationszustandes der Multipolarität  $\lambda \geq 2$  beschrieben werden kann. Für das Potential  $U$  wird ein Woods - Saxon Potential gewählt, das im Rahmen des optischen Modells unter Verwendung der Potentialparameter aus Tabelle III (Kap. 4.5), die elastische und inelastische Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an  $^{24}\text{Mg}$  gut beschreibt<sup>43)</sup>.

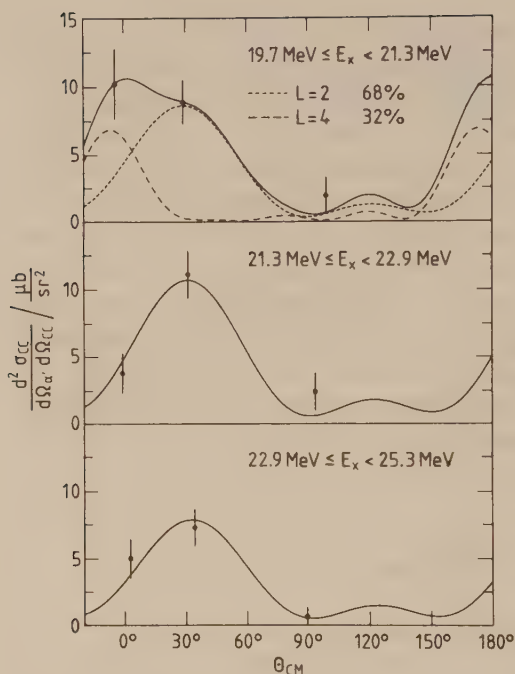


Abb. 5.1

Zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma_{cc}/d\Omega_\alpha d\Omega_{cc}$  für verschiedene Anregungsenergiebereiche von  $^{24}\text{Mg}$  im Vergleich mit angepassten Winkelkorrelationen, für die die Besetzungsamplituden der  $m$ -Unterstände einer DWBA-Rechnung für inelastische  $\alpha$ -Streuung entnommen wurden

Aufgrund dieser Effekte der verzerrten Wellen, ist bei dem  $\alpha$ -Streuwinkel von  $\Theta_\alpha = 7.1^\circ_{\text{Lab}}$  die Symmetrieachse für den Zerfall eines  $J^\pi = 2^+$  Zustandes in  $^{24}\text{Mg}$  bei  $E_x \approx 22$  MeV um etwa  $\Theta_{\text{CM}} \approx 30^\circ$  gegenüber der Rückstoßrichtung des angeregten  $^{24}\text{Mg}$ -Kerns gedreht, die in einer Ebenen-Wellen-Näherung (PWBA) Symmetrieachse wäre.

Abb. 5.1 zeigt die zweifach-differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma_{cc}/d\Omega_\alpha d\Omega_{cc}$  für drei verschiedene Bereiche von Anregungsenergien, aufgetragen gegen den jeweiligen Schwerpunktwinkel, relativ zur Rückstoßrichtung von  $^{24}\text{Mg}^*$ . Für die beiden Bereiche bei höheren Anregungsenergien (21.3 – 22.9) MeV und (22.9 – 25.3) MeV können die Daten gut mit einer reinen  $L = 2$  Winkelkorrelation beschrieben werden. Für den Bereich  $19.7 \leq E_x < 21.3$  MeV wird eine gute Anpassung erreicht, wenn man eine 32% ige Beimischung einer inkohärent addierten  $L = 4$  Amplitude

hinzunimmt. Die Symmetrieachse für alle Multipolaritäten mit  $L \geq 4$  ist nur wenig von  $\Theta_{CM} = 0^\circ$  verschieden, so daß ein Beitrag dieser Multipolaritäten die Form der gemessenen Winkelkorrelation stark beeinflussen würde. Da dies nicht beobachtet wird, ist der Beitrag höherer Multipolaritäten bei Anregungsenergien oberhalb  $E_x = 21.3$  MeV in jedem Falle klein.

Da beim Zerfall  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{GS}(0^+) + ^{12}\text{C}_{GS}(0^+)$  aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Spin-0-Teilchen im Ausgangskanal nur gerade Bahndrehimpulse beitragen können, die sich in der Winkelkorrelation stark unterscheiden, kann auf einen dominanten Anteil von  $J^\pi = 2^+$  Anregung im Bereich  $E_x > 20$  MeV geschlossen werden, der in den symmetrischen Kanal  $^{12}\text{C}_{GS} + ^{12}\text{C}_{GS}$  zerfällt. Im Bereich um  $E_x = 20$  MeV, nahe der Nachschwelle dieses Zerfallskanals und deshalb mit größeren Unsicherheiten behaftet (vgl. Kap. 4.3), kann eine Beimischung von Zuständen mit  $J^\pi = 4^+$  oder höheren Multipolaritäten nicht ausgeschlossen werden. Wegen der größeren experimentellen Unsicherheiten wird bei der folgenden Integration über den Raumwinkel  $\Delta\Omega_{CC}$  nur der  $L = 2$  -Anteil (vgl. Abb. 5.1) berücksichtigt.

Aufgrund der angepaßten Winkelkorrelation können die dreifach - differentiellen Wirkungsquerschnitte integriert werden:

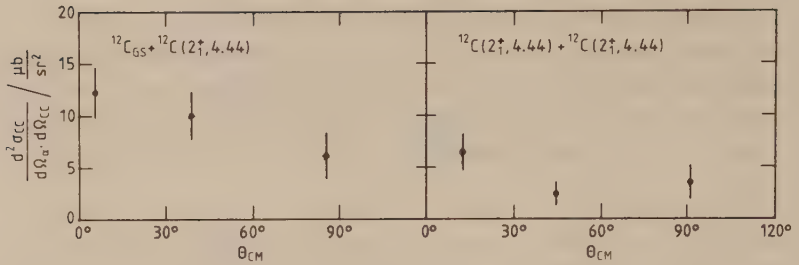
$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{d\Omega_\alpha dE} = \frac{1}{2} \int \frac{d^3\sigma_{CC}}{d\Omega_\alpha d\Omega_{CC} dE} d\Omega_{CC} \quad (5.1.1)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{\Delta E} \frac{d^3\sigma_{CC}(E, \theta)}{d\Omega_\alpha d\Omega_{CC} dE} \frac{\Delta\Omega_{CC}(\theta)}{W(\theta)} \quad (5.1.2)$$

Durch den Faktor  $1/2$  wird die Ununterscheidbarkeit der  $^{12}\text{C}$  - Fragmente im Ausgangskanal berücksichtigt. Der gesamte, bisher in  $\Delta E = 200$  keV breiten Energieintervallen zusammengefaßte, Wirkungsquerschnitt ergibt sich nun durch Summation über die Anregungsenergie, und es errechnet sich ein Zerfallswirkungsquerschnitt für  $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{GS} + ^{12}\text{C}_{GS}$  von:

$$\frac{d\sigma_{CC}}{d\Omega_\alpha} = \sum_{\Delta E} \frac{d^2\sigma_{CC}}{d\Omega_\alpha dE} \Delta E = (41.5 \pm 4.0) \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \quad (5.1.3)$$

für den Energiebereich  $E_x = (19 - 33)$  MeV. Der angegebene Fehler enthält



**Abb. 5.2** Zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma_{cc}/d\Omega_\alpha d\Omega_{cc}$  für den Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  in  $^{12}\text{C}(2^+_1, 4.44 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}_{6S}$  und  $^{12}\text{C}(2^+_1, 4.44 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}(2^+_1, 4.44 \text{ MeV})$

allein die statistischen Unsicherheiten der einzelnen Meßpunkte, da im folgenden nur relative Größen betrachtet werden, die von Unsicherheiten in der Absolutnormierung unabhängig sind und alle anderen Fehler dagegen klein sind.

Für die Ausgangskanäle in denen eines oder beide der  $^{12}\text{C}$ -Fragmente in seinem  $J^\pi = 2^+_1$ -Zustand angeregt ist, läßt sich keine eindeutige Aussage über den Drehimpuls des intermediären Zustandes von  $^{24}\text{Mg}^*$  machen, da zu seinem Zerfall mehrere Bahndrehimpulse beitragen können:

$$^{24}\text{Mg}^*(J^\pi) \rightarrow ^{12}\text{C}^*(2^+) + ^{12}\text{C}_{6S}(0^+) \quad L = J, J \pm 1, J \pm 2$$

$$^{24}\text{Mg}^*(J^\pi) \rightarrow ^{12}\text{C}^*(2^+) + ^{12}\text{C}^*(2^+) \quad L = J, J \pm 1, J \pm 2, J \pm 3, J \pm 4$$

In Abb. 5.2 sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser beiden Ausgangskanäle dargestellt. Man erkennt keine signifikante Winkelkorrelation, der Zerfall ist innerhalb der statistischen Fehler als isotrop anzusehen, mit einer Anhebung bei Winkeln um  $\theta_{CM} = 0^\circ$ .

Aufgrund der großen statistischen Unsicherheiten in diesen beiden Ausgangskanälen, in denen auch keine Winkelkorrelation bestimmt werden kann, wird in der weiteren Diskussion nur der Zerfall in den Kanal  $^{12}\text{C}_{6S} + ^{12}\text{C}_{6S}$  betrachtet.

Tabelle IV : Kernradien R und Anteile S an der E2 EWSR unter der Annahme verschiedener Dichteverteilungen (vgl. Kap. 2.2) für den Energiebereich von  $E_x = (19 - 33)$  MeV

| Dichteverteilung | R     | a     | S <sub>F</sub>                     | S <sub>homogen</sub> | S <sub>Fermi</sub> | S <sub>Bernst.</sub> |
|------------------|-------|-------|------------------------------------|----------------------|--------------------|----------------------|
|                  | fm    | fm    | MeV e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> | %                    | %                  | %                    |
| homogen          | 3.461 | 0     | 3560                               | 0.102                | -                  | -                    |
| Woods-Saxon      | 3.750 | 0.730 | -                                  | -                    | 0.152              | -                    |
| Bernstein        | 3.032 | 0.568 | 4914                               | -                    | -                  | 0.097                |

$S^{\text{Fermi}}$  bezogen auf  $S_F(\text{Bernstein})$

$S_F$  ist die volle Summenregelstärke für  $\lambda = 2$  nach Gl. 2.2.5

In diesem Ausgangskanal kann aufgrund der Integration über den Raumwinkel  $\Delta\Omega_{cc}$  mit der angepaßten Winkelkorrelation, der Anteil an der E2 EWSR berechnet werden. Dazu werden die gemessenen Zerfallswirkungsquerschnitte, aufsummiert in Energieintervallen von 1 MeV, mit den nach DWBA berechneten Wirkungsquerschnitten für inelastische  $\alpha$ -Streuung mit  $L = 2$  verglichen. Mit den daraus ermittelten Deformationsparametern  $\beta_2$  werden die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(\text{IS}2)$  mit dem Programm BEL<sup>80, 107)</sup> berechnet (vgl. Kap. 2.2). Aus der Integration der  $B(\text{IS}2)$  - Werte als Funktion der Anregungsenergie zwischen  $19 \text{ MeV} \leq E_x \leq 33 \text{ MeV}$  ergeben sich dann nach (2.2.9) die entsprechenden Anteile an der E2 Summenregel, die in Tabelle IV zusammengestellt sind.

Der Anteil von  $S^{\text{Fermi}} = (0.138 \pm 0.014) \%$ , der zwischen  $E_x = (19.0 - 26.5)$  MeV lokalisiert ist, ist zu vergleichen mit den Daten von van der Borg et al.<sup>43)</sup>, die in dem Energiebereich  $E_x = (19.03 - 26.50)$  MeV, nach Abzug eines kontinuierlichen Untergrundes und Normierung auf elektromagnetische Übergangsraten (Korrekturfaktor 1.24), insgesamt einen Anteil von  $S^{\text{Fermi}} = 22.2 \%$  an der EWSR in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung finden. Dazu muß das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in den Kanal  $^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$  berechnet werden.

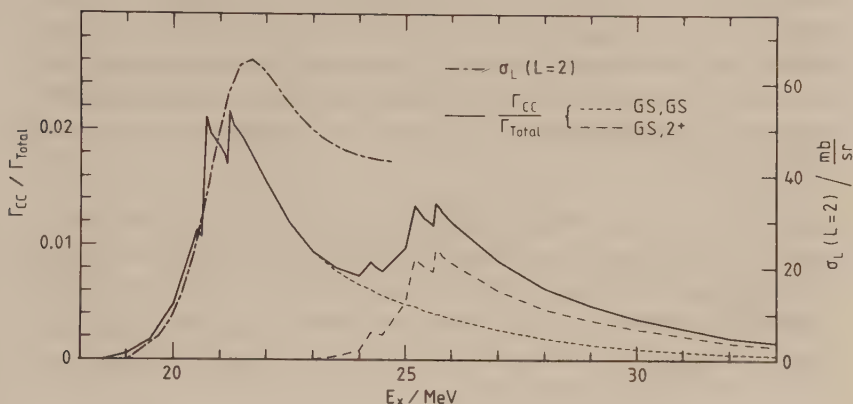
## 5.2 Verzweungsverhältnisse und statistischer Zerfall

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  läßt sich als Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines Zwischenzustandes in  $^{24}\text{Mg}$  und der Zerfallswahrscheinlichkeit in den Kanal  $^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  schreiben (vgl. Kap. 2.3). Die Winkelkorrelation dieses Zerfallskanals zeigt, daß Zustände im Bereich der GQR mit  $J^\pi = 2^+$  dominant angeregt werden. Um zu untersuchen, ob die im Kern  $^{24}\text{Mg}$  resonant angeregten Zustände der GQR auch resonant, d.h. mit großen Partialbreiten, in den Ausgangskanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  zerfallen, werden zunächst die nach dem statistischen Modell zu erwartenden Verzweungsverhältnisse berechnet. Abb. 5.3 zeigt die mit dem Programm CASCIP<sup>87)</sup> berechnete Zerfallswahrscheinlichkeit  $\Gamma_{\text{cc}}/\Gamma_{\text{total}}$  eines  $J^\pi = 2^+$  Zustandes von  $^{24}\text{Mg}$  in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Die für diesen Ausgangskanal benutzten Transmissionskoeffizienten wurden unter Verwendung eines optischen Potentials mit Parametern von A. Gobbi<sup>108)</sup> (vgl. Tab. V) berechnet, das den Verlauf der Anregungsfunktion des Fusions- bzw. Reaktionswirkungsquerschnitts der  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion im Bereich der Coulombbarriere gut beschreibt<sup>99)</sup>.

Für die Bestimmung des Hauser-Feshbach-Nenners wird der Zerfall in leichte Teilchen wie n, p und  $\alpha$ , d.h. in die Ausgangskanäle  $^{23}\text{Mg} + \text{n}$ ,  $^{23}\text{Na} + \text{p}$  und  $^{20}\text{Ne} + \alpha$  mit einem Satz von Potentialparametern berechnet, die diese Zerfälle über einen relativ großen Massenbereich gut beschreiben<sup>109, 86, 110)</sup>. Diskrete Zustände der Restkerne werden bis zu Anregungsenergien von  $E_x(^{23}\text{Mg}) = E_x(^{23}\text{Na}) = 5.541 \text{ MeV}$ ,  $E_x(^{20}\text{Ne}) = 11.87 \text{ MeV}$  und  $E_x(^{12}\text{C}) = 17.77 \text{ MeV}$  explizit berücksichtigt<sup>101, 102, 111)</sup>.

**Tabelle V :** Parameter des optischen Potentials zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten für den statistischen Zerfall von  $^{24}\text{Mg}^*$  in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

| $\frac{V}{\text{MeV}}$ | $\frac{r_c}{\text{fm}}$ | $\frac{r_R}{\text{fm}}$ | $\frac{a_R}{\text{fm}}$ | $\frac{W}{\text{MeV}}$          | $\frac{r_I}{\text{fm}}$ | $\frac{a_I}{\text{fm}}$ |
|------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|---------------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 14                     | 1.35                    | 1.35                    | 0.35                    | $0.4 + 0.1 \cdot E_{\text{cm}}$ | 1.40                    | 0.35                    |



**Abb. 5.3** Verzweungsverhältnisse  $\Gamma_{CC}/\Gamma_{Total}$  nach dem statistischen Modell für den symmetrischen Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  in den Kanal  $^{12}\text{C}_{GS} + ^{12}\text{C}_{GS}$  und  $^{12}\text{C}_{GS} + ^{12}\text{C}(2^+, 4.44 \text{ MeV})$  und deren Summe

Die in Abb. 5.3 dargestellte Zerfallswahrscheinlichkeit ist im Maximum etwa  $2 \cdot 10^{-2}$ . Ein relatives Minimum bei  $E_x = 21.15 \text{ MeV}$  ist auf eine Gruppe von Zuständen im Restkern  $^{20}\text{Ne}$  bei  $E_x = 8.4 \text{ MeV}$  zurückzuführen, die den Hauser-Feshbach-Nenner bei diesen Anregungsenergien durch die erhöhte Zerfallswahrscheinlichkeit in den  $^{20}\text{Ne} + \alpha$  Kanal stark anwachsen läßt, und damit die relative Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  abschwächen. Der ansteigende Verlauf bei kleinen Anregungsenergien ist durch die wachsenden Transmissionskoeffizienten, der fallende Verlauf oberhalb von  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 21.3 \text{ MeV}$  durch die Vergrößerung des Phasenraumes der Endzustände zu erklären.

Da zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten als Parameter für das statistische Modell aus technischen Gründen die Hill-Wheeler-Approximation <sup>112,113</sup> benutzt wird, ist zum Vergleich der Partialwirkungsquerschnitt  $\sigma_L(L=2)$  eingezeichnet, der mit dem optischen Modell- Programm ATHREE <sup>114</sup> mit denselben Potentialparametern berechnet wurde, welche den Reaktionswirkungsquerschnitt für das System  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  in diesem Energiebereich gut beschreiben. Im Programm ATHREE folgen die Trans-

missionskoeffizienten aus der Lösung der Schrödingergleichung, und es ist eine gute Übereinstimmung im Verlauf beider Kurven ( $\Gamma_{cc}/\Gamma_{total} \rightarrow \sigma_L$ ) zu erkennen. Dieser Vergleich gilt jedoch nur für den Kanal  $^{12}C_{gs} + ^{12}C_{gs}$ , und dort nur für den Bereich kleiner Änderungen des Hauser-Feshbach - Nenners, weshalb ein Vergleich oberhalb von  $E_x(^{24}Mg) \approx 25$  MeV wenig sinnvoll ist.

Rechnungen mit zwei weiteren Potentialen <sup>86,115</sup>, die bei Schwerionenreaktionen für einen größeren Massenbereich den statistischen Zerfall gut beschreiben, zeigen eine schlechtere Übereinstimmung im Verlauf der Transmissionskoeffizienten, die schon bei niedrigen Energien gegen 1.0 gehen, obwohl die maximale Höhe der Verzweungsverhältnisse nur um etwa 5 -10 % unterschiedlich ist.

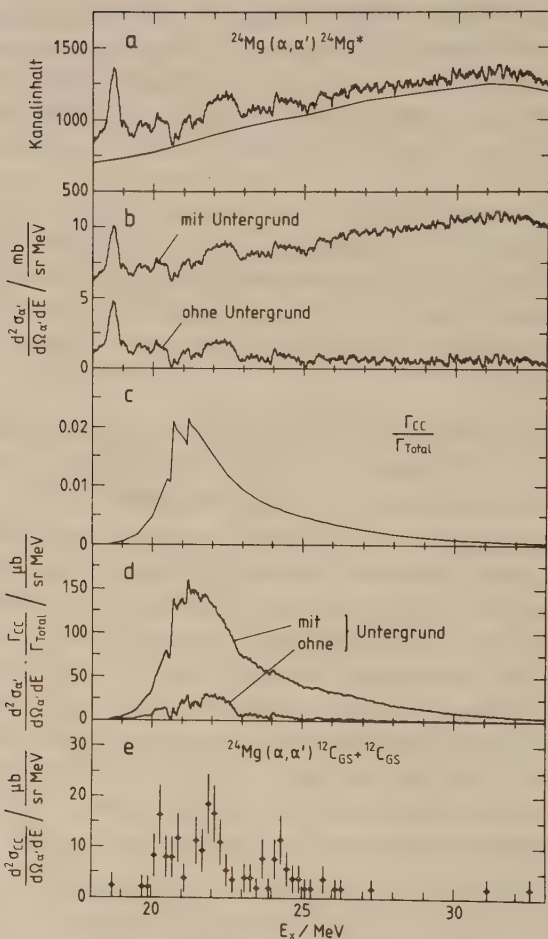
Im folgenden wird dargestellt, wie sich der Zerfall der durch inelastische  $\alpha$ -Streuung angeregten Zustände in  $^{24}Mg$  oberhalb von  $E_x(^{24}Mg) = 20$  MeV durch das statistische Modell beschreiben läßt.

Die Faltung des Verzweungsverhältnisses  $\Gamma_{cc}/\Gamma_{total}$  mit dem Wirkungsquerschnitt für inelastische  $\alpha$ -Streuung ergibt den Wirkungsquerschnitt für den symmetrischen Zerfall von  $^{24}Mg$ . In den Spektren der inelastischen  $\alpha$ -Streuung ohne Koinzidenzbedingungen ist bei hohen Anregungsenergien und bei kleinen Streuwinkeln ein kontinuierlicher Untergrund zu beobachten, dessen Höhe schwer abzuschätzen ist. Dieses Kontinuum ist abgesehen von experimentellem Untergrund aus Streuung an Targetverunreinigungen zu einem großen Anteil auf nicht-resonante Prozesse zurückzuführen, wie bereits in Kap. 2.2 diskutiert wurde. Aufgrund der Abschätzung dieses Untergrundes ist daher die Anregungswahrscheinlichkeit der Quadrupol-Riesenresonanz mit einer Unsicherheit behaftet, die eine Unsicherheit im gemessenen Wirkungsquerschnitt von bis zu  $\pm 50$  % zur Folge haben kann. Aus der Arbeit von F. Zwarts <sup>47</sup>, der den  $\alpha$ -Zerfall der GQR in  $^{24}Mg$  und anderen Kernen der sd-Schale untersuchte, ist zu schließen, das dieser Untergrund in  $^{24}Mg$  oberhalb von  $E_x = 16$  MeV einsetzt (vgl. auch Abb. 1.5), und bei höheren Anregungsenergien mehr als 90 % des gesamten Wirkungsquerschnitts der inelastischen  $\alpha$ -Streuung (für  $\Theta_{\alpha'} \leq 18^\circ_{lab}$ ) ausmacht. Für den kontinuierlichen Untergrund konnte bisher ein statistischer Zerfall ausgeschlossen werden.

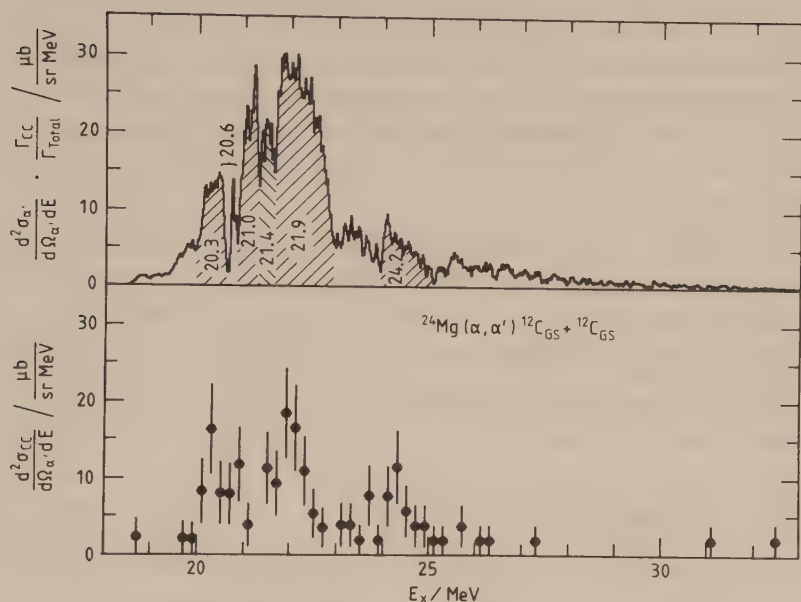
Abbildung 5.4 zeigt die Zerlegung des Koinzidenzwirkungsquerschnitts der Reaktion  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  aus dem simultan gemessenen Spektrum der inelastischen  $\alpha$ -Streuung an  $^{24}\text{Mg}$ , das ohne weitere Bedingungen gemessen wurde. In Abb. 5.4a ist das Spektrum der inelastischen  $\alpha$ -Streuung an  $^{24}\text{Mg}$  zusammen mit dem abgeschätzten kontinuierlichen Untergrund dargestellt. Um rein statistische Schwankungen zu unterdrücken und Strukturen in der Anregung besser hervortreten zu lassen, ist das Spektrum durch ein gleitendes Mittel über je fünf Kanäle geglättet. In die Abschätzung der Höhe des Kontinuums gehen alle Annahmen über den experimentellen Untergrund und den Beitrag nicht-resonanter Prozesse ein, und sie ergibt sich aus einer in etwa glatten Verbindung der Minima der beobachteten Strukturen bei guter Energieauflösung.

In Abb. 5.4b sind die berechneten Wirkungsquerschnitte der inelastischen Streuung dargestellt, die sich aus dem Spektrum 5.4a ohne und mit Untergrundsubtraktion berechnen. Sie stimmen gut mit den Messungen von K. van der Borg et al. <sup>43, 69)</sup> und S. Brandenburg <sup>31)</sup> überein. Werden diese Anregungswirkungsquerschnitte mit der Zerfallswahrscheinlichkeit  $\Gamma_{\text{cc}}/\Gamma_{\text{total}}$  (Abb. 5.4c) gefaltet, so ergeben sich die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte (Abb. 5.4d) für den symmetrischen Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  in  $^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$ . Die gemessenen Zerfallswirkungsquerschnitte  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  (vgl. Abb. 5.4e) betragen im Mittel (vgl. Abb. 5.6) nur ca. 7 % der Zerfallswirkungsquerschnitte, die man ohne Subtraktion des Kontinuums erhält, sind aber in guter Übereinstimmung mit den zu erwartenden Zerfallswirkungsquerschnitten, wenn zuvor eine Subtraktion des kontinuierlichen Untergrundes vorgenommen wird.

Die Beschreibung der beobachteten Koinzidenzwirkungsquerschnitte mit Hilfe des statistischen Modells erfordert die Annahme eines hohen, nicht-resonanten kontinuierlichen Untergrundes, der nicht statistisch zerfällt. Die Anregung von Zuständen im Kern  $^{24}\text{Mg}$  ist also nur auf einen kleinen Anteil der gesamten in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung gemessenen Streuereignisse zurückzuführen. Aus diesem Grunde sind in Abb. 5.5 nochmals der zu erwartende Zerfallswirkungsquerschnitt (bei vorheriger Subtraktion des Kontinuums), und der gemessene Koinzidenzwirkungsquer-



**Abb. 5.4** Spektrum (a) und Wirkungsquerschnitte (b) der inelastischen Streuung  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{24}\text{Mg}^*$  unter Berücksichtigung eines kontinuierlichen Untergrundes (durchgezogene Linie in a). Die Faltung mit dem statistischen Verzweungsverhältnis (c) ergibt die zu erwartenden Aufbruchwirkungsquerschnitte (d), die mit dem gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitt (e) für die Reaktion  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  zu vergleichen sind



**Abb. 5.5** Vergleich der Strukturen in der Anregung von Zuständen in  $^{24}\text{Mg}$  durch inelastische  $\alpha$ -Streuung und nachfolgendem Zerfall in  $^{12}\text{C}_{GS} + ^{12}\text{C}_{GS}$

schnitt, diesmal in gleichem Abbildungsmaßstab, dargestellt. In dieser Darstellung ist ein direkter Vergleich der Strukturen in der Anregung mit nachfolgendem Zerfall von Zuständen in  $^{24}\text{Mg}$  bei Anregungsenergien oberhalb von 20 MeV möglich. In diesen Vergleich gehen als Modellannahmen allerdings die Abschätzung des Kontinuums und die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse nach dem statistischen Modell, und als Unsicherheit die geringe Statistik der gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitte und die 'schlechte Energieauflösung', durch die Zusammenfassung der Aufbruchereignisse in 200 keV breite Energieintervalle, ein.

Unter diesen Voraussetzungen ist insgesamt eine gute Übereinstimmung im Verlauf der Wirkungsquerschnitte (vgl. Abb. 5.5) zu erkennen. Signifi-

kante Maxima findet man in Anregung und Zerfall bei  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 20.3 \text{ MeV}$ ,  $21.9 \text{ MeV}$  und  $24.2 \text{ MeV}$ , ein Maximum in der Anregung bei  $21.4 \text{ MeV}$  wird im Zerfallswirkungsquerschnitt nur angedeutet wiedergegeben. Ein Minimum in der Anregung bei  $20.6 \text{ MeV}$  wird im Zerfall ebenfalls beobachtet, während das deutliche Maximum bei  $21.0 \text{ MeV}$  im Anregungswirkungsquerschnitt eher ein relatives Minimum im Zerfallswirkungsquerschnitt aufweist.

Die Interpretation dieser Strukturen als Fragmente der isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz in  $^{24}\text{Mg}$  ist in Übereinstimmung mit der für die Bereiche um  $E_x = 21.9 \text{ MeV}$  und  $24.2 \text{ MeV}$  gemessenen Winkelkorrelation (vgl. Abb. 5.1), die auf Zustände mit  $J^\pi = 2^+$  schließen läßt.

Die aus den Koinzidenzwirkungsquerschnitten berechneten Verzweigungsverhältnisse (vgl. Kap. 2.5):

$$\langle \frac{\Gamma_{cc}}{\Gamma_{\text{Total}}} \rangle = \left( \frac{d^2\sigma_{cc}}{dQ_\alpha \cdot dE} \right) / \left( \frac{d^2\sigma_\alpha}{dQ_\alpha \cdot dE} \right) \quad (5.2.1)$$

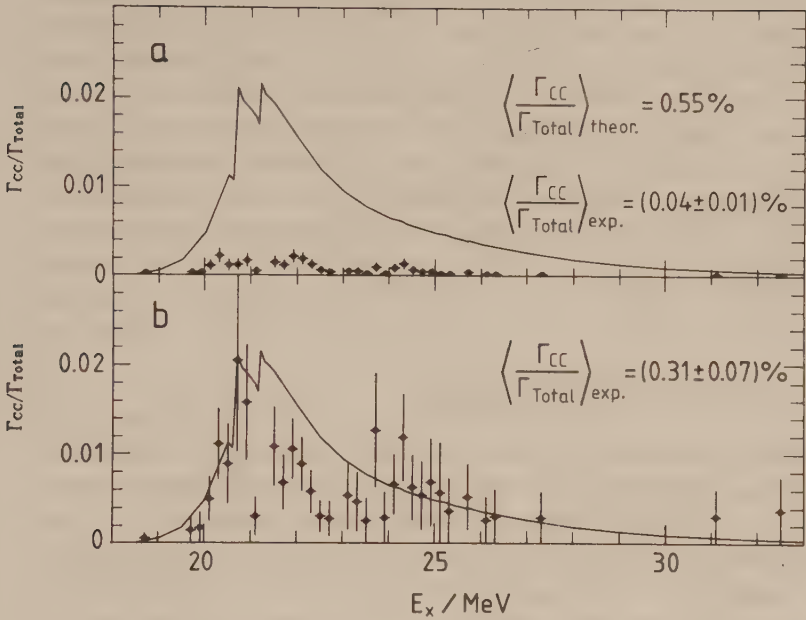
sind in Abb. 5.6 zusammen mit den theoretisch berechneten Werten für  $\Gamma_{cc}/\Gamma_{\text{Total}}$  dargestellt. 5.6a zeigt die untere Grenze der Verzweigungsverhältnisse, die sich dadurch ergeben, daß für den Wirkungsquerschnitt der inelastischen  $\alpha$ -Streuung keine Untergrundsubtraktion vorgenommen wird. In Abb. 5.6b sind die berechneten Verzweigungsverhältnisse aufgetragen, die sich unter Berücksichtigung des in Abb. 5.4a gezeigten Kontinuums errechnen lassen. Innerhalb der Genauigkeit der theoretischen Vorhersage des statistischen Modells und der statistischen Unsicherheiten der Koinzidenzmessungen, ist im Mittel keine resonante Erhöhung der Verzweigungsverhältnisse festzustellen. Die Mittelwerte von  $\Gamma_{cc}/\Gamma_{\text{Total}}$  in dem dargestellten Bereich von  $E_x = (18 - 33) \text{ MeV}$  betragen jeweils:

$$\langle \Gamma_{cc}/\Gamma_{\text{Total}} \rangle_{\text{theoretisch}} = 0.55 \%$$

$$\langle \Gamma_{cc}/\Gamma_{\text{Total}} \rangle_{\text{experimentell}} = (0.04 \pm 0.01) \% \quad \text{ohne Untergrundsubtraktion}$$

$$\langle \Gamma_{cc}/\Gamma_{\text{Total}} \rangle_{\text{experimentell}} = (0.31 \pm 0.07) \% \quad \text{mit Untergrundsubtraktion}$$

Unter der Annahme, daß das statistische Modell den Zerfall der hochangeregten Zustände in den  $^{12}\text{Cs} + ^{12}\text{Cs}$  - Kanal korrekt beschreibt, und



**Abb. 5.6** Verzweigungsverhältnisse ohne (a) und mit (b) Untergrundsubtraktion im Spektrum der inelastischen  $\alpha$ -Streuung (vgl. Abb. 5.4a). Die durchgezogene Kurve zeigt die nach dem statistischen Modell berechneten Verzweigungsverhältnisse. Die Mittelwerte  $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma_{total} \rangle$  beziehen sich auf eine Mittelung über den dargestellten Energiebereich von (18 – 33) MeV

daß das Kontinuum in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung richtig abgeschätzt wurde, läßt sich auf den Anregungswirkungsquerschnitt von Zuständen der GQR in diesem Energiebereich zurückrechnen, indem der gemessene Zerfallswirkungsquerschnitt durch das Verzweigungsverhältnis dividiert wird:

$$\frac{d^2\sigma_{\alpha}(GQR)}{d\Omega_{\alpha}dE} = \left( \frac{d^2\sigma_{cc}}{d\Omega_{\alpha}dE} \right) / \left\langle \frac{\Gamma_{cc}}{\Gamma_{total}} \right\rangle_{\Delta E} \quad \Delta E = 200 \text{ keV} \quad (5.2.2)$$

Berechnet man unter diesen Voraussetzungen nach dem in Kap. 5.1 beschriebenen Verfahren den Anteil an der E2 EWSR, den die Anregung der GQR in dem Energiebereich von (19.0 - 26.5) MeV ausschöpft, findet man einen Anteil von  $S^{\text{Fermi}} = (17 \pm 2) \%$ . Dieser stimmt innerhalb der Unsicherheit der Abschätzung gut mit dem Anteil von 22.2 % überein, den van der Borg et al. <sup>43, 65)</sup> im gleichen Energiebereich in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung messen, und der vergleichbar ist mit dem Anteil an der E2 EWSR, der in der inelastischen Elektronen-Streuung beobachtet wird <sup>116)</sup>.

### 5.3 Vergleich mit anderen Messungen

Im vorangegangenen Kapitel wurde beschrieben, wie sich der gemessene Wirkungsquerschnitt im Mittel durch einen statistischen Zerfall erklären läßt. Auch der mittlere Verlauf des Koinzidenzwirkungsquerschnitts ist in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen. Im folgenden wird untersucht, wie sich die Ergebnisse dieser Arbeit zu den Messungen und Interpretationen der inelastischen  $\alpha$ -Streuung und des nachfolgenden Zerfalls in leichte Teilchen <sup>47)</sup> und einer Messung von J. Wilczynski et al. <sup>7)</sup> zum Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  verhalten. Die gefundenen Strukturen im Koinzidenzwirkungsquerschnitt werden mit Messungen des symmetrischen Zerfalls von  $^{24}\text{Mg}$  nach inelastischer Elektronen-Streuung <sup>9)</sup> und inelastischer Schwerionen-Streuung <sup>117-119)</sup> verglichen, und dem Verlauf der Anregungsfunktion der Schwerionen-Strahlungseinfangreaktion <sup>70)</sup> von  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  gegenübergestellt.

#### 5.3.1 Inelastische $\alpha$ -Streuung und Zerfall der GQR

Wie bereits in Kapitel 5.2 gezeigt wurde, ist der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der GQR in  $^{24}\text{Mg}$ , der aus der Koinzidenzmessung abgeschätzt wurde, in Übereinstimmung mit den Wirkungsquerschnitten, die in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung in diesem Energiebereich gefunden wurden <sup>43, 65)</sup>. Damit kann die Beobachtung von F. Zwarts <sup>47)</sup> bestätigt werden, daß der

kontinuierliche Untergrund oberhalb von  $E_x = 16 \text{ MeV}$ , der bei kleinen Streuwinkeln in der  $(\alpha, \alpha')$  - Reaktion gemessen wird, nicht statistisch zerfällt. Dieses Kontinuum fällt zu größeren Streuwinkeln stark ab <sup>38, 65, 120</sup>) und wird neben experimentellen Ursachen, wie Streuung an Blenden und anderen Strahlbegrenzungen, quasi-freier-Streuung (QFS) bzw. knock-out-Reaktionen zugeschrieben <sup>58, 121, 122</sup>), die bei einer Koinzidenz mit schweren Zerfallsfragmenten vollständig ausgeschlossen werden können. Diese Interpretation wird einerseits durch die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie beim Zerfall der GQR <sup>47, 121</sup>), andererseits durch die Unterdrückung dieses Untergrundes in Schwerionen-induzierten Reaktionen <sup>121, 123-126</sup>) unterstützt.

Dieser Untergrund wird im folgenden als 'Reaktionskontinuum' bezeichnet, um ihn begrifflich von einem 'Kernkontinuum' abzugrenzen, das durch die Überlagerung der Anregung von Riesenresonanzen höherer Multipolaritäten entsteht, deren Wirkungsquerschnitt aber offensichtlich wesentlich geringer ist, da der Zerfall dieser Zustände nicht beobachtet wird.

Dieses Reaktionskontinuum fällt von  $8.5^\circ_{\text{cm}}$  zu  $25^\circ_{\text{cm}}$  auf etwa 10 % des Wertes bei  $8.5^\circ_{\text{cm}}$  ab <sup>65</sup>), so daß die von J. Wilczynski et al. <sup>7)</sup> berechneten Werte der Verzweigungsverhältnisse für den  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Kanal von 0.5 % ( $24.5^\circ_{\text{cm}}$ ) bzw. 0.4 % ( $80.4^\circ_{\text{cm}}$ ) ohne Abzug eines Untergrundes, innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den in dieser Arbeit berechneten Verzweigungsverhältnissen übereinstimmen. Ein von Wilczynski vermuteter resonanter Zerfall mit Verzweigungsverhältnissen größer als 6 % kann durch die vorliegenden Arbeit nicht bestätigt werden.

Der von J. Wilczynski et al. gefundene Aufbruchwirkungsquerschnitt ist im Bereich zwischen  $E_x(^{24}\text{Mg}) = (20.5 - 27.5) \text{ MeV}$  lokalisiert. Er ist in 1 MeV breite Energieintervalle zusammengefaßt, so daß sich kein detaillierter Vergleich von Strukturen im Wirkungsquerschnitt bietet.

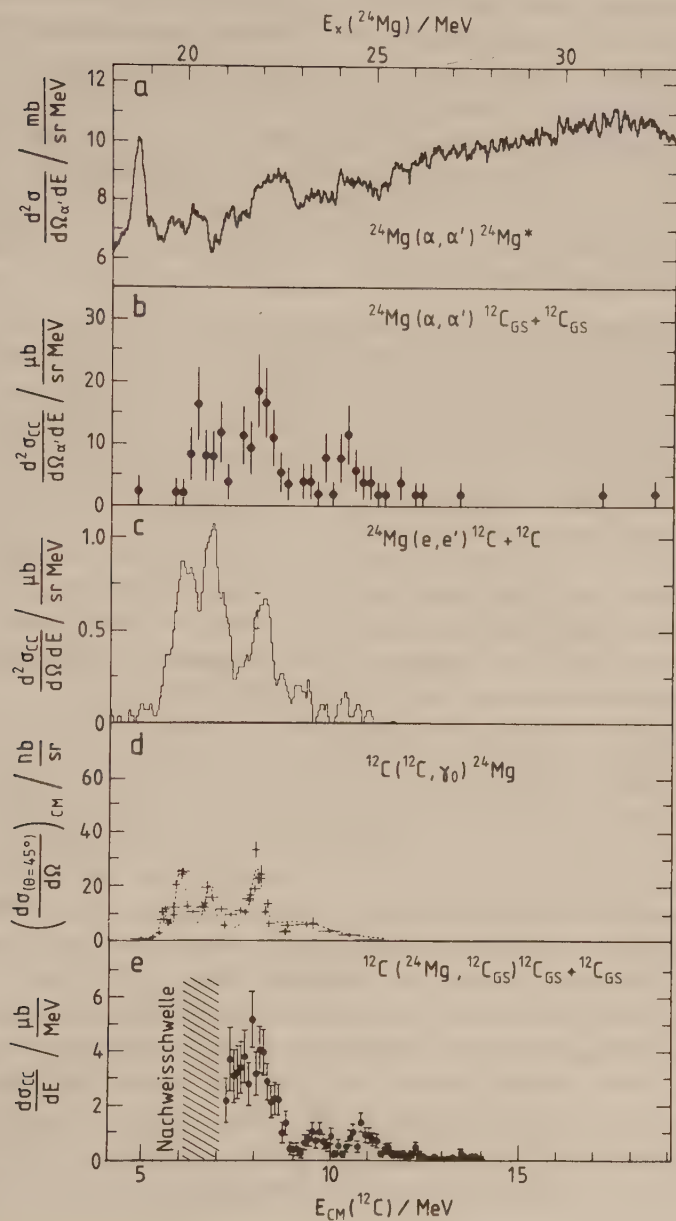
### 5.3.2 Messungen zur Spaltung von $^{24}\text{Mg}$ und zum Strahlungseinfang von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Nachdem in der Anregungsfunktion des symmetrischen Zerfalls <sup>127)</sup> von  $^{24}\text{Mg}$  nach inelastischer Elektronen-Streuung ein Anteil von  $(8 \pm 2) \%$  der Monopol-Summenregel (E0 EWSR) und Evidenz für große Anteile an der E2 EWSR zwischen  $E_x = (22.0 - 23.5) \text{ MeV}$  gefunden wurden <sup>6)</sup>, sind die Elektronen-induzierte Spaltung <sup>3, 128)</sup> von  $^{24}\text{Mg}$  bei Elektronenenergien von  $E_e = 30 \text{ MeV}$  und der Schwerionen-Strahlungseinfang <sup>70, 129)</sup> von  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ausführlich untersucht worden. Dabei wurden übereinstimmend Strukturen bei  $E_x = 19.94 \text{ MeV}$  und  $21.95 \text{ MeV}$  mit E2 - Charakter festgestellt, und bei  $E_x = 20.6 \text{ MeV}$  wurde eine Struktur mit überwiegender Monopol-Stärke gefunden.

Abbildung 5.7 zeigt einen Vergleich dieser experimentellen Daten mit der  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{24}\text{Mg}^*$  Reaktion. In diesen Vergleich ist auch ein Experiment von J. Wilczynski et al. <sup>117)</sup> zum Schwerionen-induzierten Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  einbezogen, die Reaktion  $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  bei einer Einschußenergie von  $E(^{24}\text{Mg}) = 357 \text{ MeV}$ , dessen experimentelle Ergebnisse die Messungen von B.R. Fulton et al. <sup>119)</sup> bestätigen, der die gleiche Reaktion bei  $E(^{24}\text{Mg}) = 180 \text{ MeV}$  untersuchte.

In allen drei Zerfallsexperimenten und auch in der Messung zum Strahlungseinfang von  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  sind die maximalen Wirkungsquerschnitte

**Abb. 5.7** (rechts) Vergleich der Strukturen verschiedener Zerfallsmessungen an  $^{24}\text{Mg}$  mit inelastischer  $\alpha$ -Streuung: (a) Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{24}\text{Mg}^*$  bei  $E_\alpha = 120 \text{ MeV}$ , (b) symmetrischer Aufbruch von  $^{24}\text{Mg}$  nach der Reaktion (a), (c) Aufbruch nach inelastischer Elektronen-Streuung <sup>9)</sup> bei  $E_e = 30 \text{ MeV}$  und  $\Theta_c = 125^\circ$ , (d) Schwerionen-Strahlungseinfang von  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  und anschließendem  $\gamma$ -Zerfall in  $^{24}\text{Mg}_{gs}$  <sup>70)</sup>, (e) Schwerionen-induzierter symmetrischer Zerfall <sup>117)</sup> von  $^{24}\text{Mg}$  bei einer Einschußenergie von  $E(^{24}\text{Mg}) = 357 \text{ MeV}$



zwischen  $E_x = 19$  MeV und 27 MeV zu finden. Allen Experimenten gemeinsam ist ein relatives Maximum bei 21.9 MeV, das mit einem breiten Maximum in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung energetisch korreliert ist. Die gegenüber der  $\alpha$ -Messung wesentlich geringere Breite dieser Struktur in allen Zerfallskanälen läßt sich durch den starken Abfall der Partialbreiten  $\Gamma_{cc}/\Gamma_{total}$  (vgl. Abb. 5.4) gerade in diesem Energiebereich erklären. Auf der niederenergetischen Seite der Struktur findet man in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung ein relatives Maximum, welches sich in allen anderen Messungen ebenfalls andeutet.

Verfolgt man den Verlauf der Wirkungsquerschnitte zu niedrigen Energien, so ist die auffällige Struktur bei  $E_x = 20.6$  MeV in (c), die von den Autoren als Monopol-Stärke interpretiert wird, mit Minima in allen anderen Messungen korreliert. Für die beiden Maxima, die in der Strahlungseinfangreaktion bei  $E_x = 20.7$  MeV und 19.94 MeV zu beobachten sind, läßt sich eine Übereinstimmung mit den Maxima in der  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Reaktion nicht eindeutig feststellen. In der inelastischen  $\alpha$ -Streuung findet man allerdings zwischen  $E_x = 20.7$  MeV und 20.8 MeV eine Doppelstruktur, deren niederenergetische Hälfte möglicherweise mit der Resonanz im Strahlungseinfang bei  $E_x = 20.7$  MeV übereinstimmt. Eine Korrelation mit dem  $\alpha$ -induzierten Zerfall ist aufgrund der großen statistischen Unsicherheiten nicht eindeutig festzustellen.

Die Struktur bei  $E_x = 20.3$  MeV in (b) fällt energetisch mit einer wesentlich breiteren Anhebung des Wirkungsquerschnitts in (a) zusammen und ist gegenüber (d) um etwa 300 keV zu höheren Energien verschoben. Eine mögliche Erklärung dafür ist der unterschiedliche Ablauf der beiden betrachteten Reaktionen: Unter der Annahme, daß eine Struktur mit  $J^\pi = 2^+$  und einer Breite von ca. 600 keV in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung angeregt wird (a) und statistisch zerfällt, wird im Zerfallsspektrum aufgrund des steilen Anstiegs der Partialbreite  $\Gamma_{cc}/\Gamma_{total}$  (vgl. Abb. 5.4) eher der höherenergetische Teil dieser Struktur zu beobachten sein, da insgesamt genügend andere Zerfallskanäle offen sind und der Schwerionenkanal nur bei den höheren Energien nicht durch die Barriere im Ausgangskanal behindert ist. Wenn sich andererseits bei der Entwicklung des Streusystems  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ein Compoundkern ausbildet, ist der  $\gamma_0$ -Zerfall gegenüber anderen Zerfallsarten nicht behindert, so daß durch die Vergröße-

rung des Phasenraumes zu höheren Anregungsenergien, hin, eher der niederenergetische Teil der Struktur begünstigt wird.

Die in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung und im  $\alpha$ -induzierten Zerfall deutliche Struktur bei  $E_x = 24$  MeV ist im Elektronen-induzierten Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  ebenfalls vorhanden, während sie in der Strahlungseinfangreaktion nicht beobachtet wird. Im Schwerionen-induzierten Zerfall finden sich bei Wilczynski et al. (e) im Bereich zwischen  $E_x = 23.5$  MeV und 25.3 MeV zwei Anhebungen des Wirkungsquerschnitts, während bei B.R. Fulton (hier nicht gezeigt), bei  $E_x = 24$  MeV ebenfalls ein Maximum beobachtet wird.

Die in allen diesen Zerfallsexperimenten und in der Strahlungseinfangreaktion beobachteten korrelierten Strukturen, die auch in der inelastischen  $\alpha$ -Streuung an  $^{24}\text{Mg}$  gefunden werden, weisen darauf hin, daß der Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  in  $^{12}\text{C}_{\text{gs}} + ^{12}\text{C}_{\text{gs}}$  über spezifische Zustände im hochangeregten  $^{24}\text{Mg}$  - Kern abläuft, deren gemessene Winkelkorrelation zeigt, daß diese Zustände zur isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz von  $^{24}\text{Mg}$  gehören.

### 5.3.3 Strukturen in anderen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Kanälen

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß die im  $\alpha$ -induzierten Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  beobachteten Strukturen im wesentlichen durch einen statistischen Zerfall von Zuständen der GQR in  $^{24}\text{Mg}$  beschrieben werden können und mit großer Wahrscheinlichkeit auch in der Strahlungseinfangreaktion von  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  beobachtet werden.

In verschiedenen anderen Kanälen der  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Reaktion werden große Partialbreiten  $\Gamma_{cc}$  gefunden <sup>130, 131</sup>), die die Frage aufwerfen, ob die Resonanzen im  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - System auf Eingangskanaleffekte zurückzuführen sind, oder ob es spezifische Zustände mit wohldefinierten Spin- und Paritätseigenwerten in  $^{24}\text{Mg}$  gibt, die als Doorway für Fusion und Spaltung <sup>4)</sup> wirken.

Der überwiegenden Zahl von beobachteten Resonanzen im Bereich von  $E_x(^{24}\text{Mg}) = (20 - 30)$  MeV werden Drehimpulse von  $J^\pi = 4^+, 6^+$  und  $8^+$  zugeordnet. Die gemessene Winkelkorrelation des symmetrischen Zerfalls zeigt

jedoch, daß bei der  $\alpha$ -induzierten Spaltung Zustände mit  $J^\pi = 2^+$  dominieren. Durch die Wahl der kinematischen Bedingungen ist die Koinzidenzmessung allerdings bevorzugt auf die Beobachtung von Zuständen der GQR mit  $J^\pi = 2^+$  ausgelegt, so daß die Existenz und Anregung von Zuständen höherer Multipolaritäten als  $\lambda = 4$  in diesem Energiebereich, die resonant in den Kanal  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  zerfallen können, nicht vollständig ausgeschlossen werden kann.

Ein Vergleich mit anderen Resonanzen im  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - System muß sich auf einen Vergleich der energetischen Lagen und der Zuordnung von Spins und Partialbreiten beschränken.

Dabei findet man, daß die Struktur bei  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 20.3$  MeV energetisch mit einer Resonanz der Reaktion  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}_{\text{GS}})^8\text{Be}_{\text{GS}}$  zusammenfällt, die von R. Wada et al. <sup>132)</sup> bei  $E_x = 20.34$  MeV gemessen wurde, und deren Spin zu  $J^\pi = 2^+$  bestimmt wurde.

Bei Anregungsenergien von  $E_x = 20.6$  MeV und  $21.9$  MeV finden C. Erb et al. <sup>133)</sup> in der Reaktion  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Strukturen mit Spins von  $J^\pi = 2^+$  [ $E_x = 20.57$  MeV,  $(\Gamma_{\text{cc}}/\Gamma_{\text{total}}) = (15 - 40)\%$ ] und  $J^\pi = 4^+$  ( $E_x = 21.78$  MeV). Aufgrund der relativ großen statistischen Unsicherheiten der vorliegenden Messung kann keine genauere Aussage über die Breiten der gemessenen Strukturen gemacht werden, die Partialbreiten sind jedoch mit Sicherheit  $\leq 2 \cdot 10^{-2}$ . Eine Korrelation mit Resonanzen in der Reaktion  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , die nicht wie die Strahlungseinfangreaktion  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ , erkennbar an definierte Zuständen von  $^{24}\text{Mg}$  gekoppelt sind, erscheint daher, aufgrund der in der vorliegenden Arbeit gemessenen kleinen Wirkungsquerschnitte mit ihren relativ großen statistischen Unsicherheiten, gewagt.

## 6 Abschließende Diskussion und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollte untersucht werden, ob es einen Zusammenhang zwischen dem symmetrischen Zerfall von Zuständen der isoskalaren elektrischen Quadrupol-Riesenresonanz von  $^{24}\text{Mg}$  und den im  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  - Streusystem gefundenen Resonanzen gibt. Dazu wurde der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^3\sigma_{cc}/d\Omega_\alpha d\Omega_{cd} dE$  der Reaktion  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  in einer exklusiven Messung, durch Koinzidenz der inelastisch gestreuten Projektile mit beiden Zerfallsfragmenten, bestimmt. Erst die kinematische Koinzidenz der beiden schweren Fragmente gestattet eine nahezu untergrundfreie Messung der Zerfallswirkungsquerschnitte bei dem gewählten  $\alpha$ -Streuwinkel. Entgegen der Vermutung von J. Wilczyński et al. <sup>7)</sup> kann der resonante Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  in  $^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$  mit Verzweungsverhältnissen größer als  $6 \cdot 10^{-2}$  nicht bestätigt werden.

Eine punktweise gemessene Winkelkorrelation zeigt, daß vorwiegend der Zerfall von Zuständen mit  $J^\pi = 2^+$  beobachtet wird, wobei die Besetzung der m-Unterzustände nur mit Hilfe der DWBA richtig beschrieben werden kann, da die Winkelkorrelation starke Effekte der durch das Projektil (Ejektill) - Target - Potential verzerrten Wellen aufweist (Rotation der Symmetrieachse um ca.  $30^\circ$  gegenüber der PWBA). Die Existenz von Zuständen mit  $J^\pi \geq 4^+$  kann in dem betrachteten Energiebereich von  $E_x(^{24}\text{Mg}) = (20 - 33) \text{ MeV}$  nicht ausgeschlossen werden. Die Anregungswahrscheinlichkeit der inelastischen  $\alpha$ -Streuung bei  $E_\alpha = 120 \text{ MeV}$  hat jedoch ein relatives Maximum für  $J^\pi = 2^+$  Zustände, die der isoskalaren elektrischen Quadrupol-Riesenresonanz von  $^{24}\text{Mg}$  angehören.

Die Wahrscheinlichkeit für die Anregung höherer Multipolaritäten, bei denen der Zerfall von Zuständen in  $^{24}\text{Mg}$  mit  $J^\pi = 4^+, 6^+$  und  $8^+$  bei Anregungsenergien größer als  $30 \text{ MeV}$  in den  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Kanal zu beobachten wäre, sollte beim Übergang zur Anregung mit schweren Ionen größer werden. Weiterführende Experimente in dieser Richtung von S. Lawitzki <sup>9)</sup>, der die Reaktion  $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  bei Einschüßenergien um  $E(^{16}\text{O}) \approx 20 \text{ MeV/Nukleon}$  untersuchte, geben Hinweise auf die Richtigkeit dieser Vermutung.

Der aus dem gemessenen Zerfallswirkungsquerschnitt, unter der Annahme eines statistischen Zerfalls, berechnete Anteil an der E2 EWSR beträgt

etwa 17 % im Bereich von  $E_x(^{24}\text{Mg}) = (19 - 26.5) \text{ MeV}$ , und ist damit in Übereinstimmung mit den Daten von van der Borg et al. <sup>43)</sup>. Daraus ist auf ein hohes, nicht-resonantes Reaktionskontinuum zu schließen, das bei kleinen Streuwinkeln bis zu 90 % des gesamten gemessenen Wirkungsquerschnitts ausmacht. Damit kann auch die Beobachtung von F. Zwarts <sup>47)</sup> bestätigt werden, der aus dem Zerfall der GQR von  $^{24}\text{Mg}$  in leichte Teilchen, ein hohes, nicht statistisch zerfallendes Kontinuum oberhalb von  $E_x(^{24}\text{Mg}) = 16 \text{ MeV}$  findet.

Eine Messung aller wichtigen Zerfallskanäle (p, n,  $\alpha$ ) und ihrer Winkelkorrelationen von Zuständen in  $^{24}\text{Mg}$  oder anderen Kernen der sd-Schale oberhalb von  $E_x = 20 \text{ MeV}$  wäre notwendig, um einerseits den Anteil an der E2 EWSR und die Verteilung der E2 Stärke in diesem Energiebereich lokalisieren zu können, und andererseits um das Reaktionskontinuum besser zu verstehen.

Eine untere Grenze für die gemessenen Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls in den  $^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  Kanal ergibt sich zu  $\langle \Gamma_{\text{cc}} / \Gamma_{\text{Total}} \rangle \geq 0.04 \cdot 10^{-2}$ , wenn bei der Berechnung die Summe der Wirkungsquerschnitte für die Anregung der GQR und des Reaktionskontinuums berücksichtigt wird. Dieses Verzweigungsverhältnis ist etwa um eine Größenordnung kleiner, als nach dem statistischen Modell erwartet ( $\langle \Gamma_{\text{cc}} / \Gamma_{\text{Total}} \rangle_{\text{SM}} = 0.55 \cdot 10^{-2}$ ), und somit selbst bei einer Unsicherheit der Modellrechnung von  $\pm 50 \%$ , nicht durch einen statistischen Zerfall des Kontinuums zu erklären.

Die geringe Anzahl der beobachteten Zerfallsereignisse in den  $^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  - Kanal läßt eine Identifizierung der gemessenen Strukturen mit denen aus anderen Messungen nur bedingt zu. Trotzdem kann eine gute Übereinstimmung in den Spektren der inelastischen  $\alpha$ -Streuung, also der Anregung von Zuständen in  $^{24}\text{Mg}$ , und dem nachfolgenden Zerfall in den  $^{12}\text{C}_{\text{GS}} + ^{12}\text{C}_{\text{GS}}$  - Kanal festgestellt werden, die auch auf die Messung des Elektronen-induzierten Zerfalls <sup>3)</sup> und bedingt auf den Schwerionen-induzierten Zerfall <sup>117-119)</sup> zutrifft.

Eine weitere Messung des  $\alpha$ -induzierten symmetrischen Zerfalls (der die Vorteile einer isoskalaren Anregung bietet, einen Grundzustandsspin von  $J^\pi = 0^+$  und keine niedrigliegenden Anregungszustände des Projektils aufweist) mit wesentlich kleineren statistischen Unsicherheiten wäre

erforderlich, um einen genaueren Vergleich der Unterschiede und Gemeinsamkeiten mit der Anregungsfunktion der Schwerionen-Strahlungseinfang-Reaktion  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma_0)^{24}\text{Mg}$  von Nathan, Sandorfi und Bowles <sup>70)</sup> zu ermöglichen, wie unter anderem bei J. Cseh und I. Fodor <sup>134)</sup> diskutiert. Die vorliegende Messung wurde jedoch bereits mit optimiertem Meßaufbau für den symmetrischen Zerfall von  $^{24}\text{Mg}$  durchgeführt, so daß selbst eine Erweiterung dieses Aufbaus auf zwei Paare von Zerfallsdetektoren, der von S. Lawitzki <sup>9)</sup> verwendet wurde, Meßzeiten von mehr als 10 Tagen (pro 2 Punkten der Winkelkorrelation) erfordern würde, um die statistischen Unsicherheiten auch nur auf die Hälfte oder auf ein Drittel zu verringern.

## Quellenverzeichnis

- 1 J. Speth and A. van der Woude  
Rep. Prog. Phys. **44**(1981)721
- 2 T.M. Cormier  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **32**(1982)271
- 3 A.M. Sandorfi  
Treatise on Heavy Ion Science, Plenum Press, New York and  
London, Vol. 2(1984)53
- 4 R.H. Lemmer and C. Toepffer  
Phys. Rev. Lett. **44**(1980)26
- 5 H. Feshbach, A.K. Kerman, R.H. Lemmer  
Annals of Phys. **41**(1967)230
- 6 A.M. Sandorfi, L.R. Kilius, H.W. Lee, and A.E. Litherland  
Phys. Rev. Lett. **40**(1978)1248
- 7 J. Wilczynski, K. van der Borg, H.T. Fortune, J. van Popta,  
R.H. Siemssen, K. Siwek-Wilczynska, S.Y. van der Werf and  
A. van der Woude  
Nucl. Phys. **A334**(1980)317
- 8 S. Lawitzki, D. Pade, B. Gonsior, C.D. Uhlhorn, S. Brandenburg,  
M.N. Harakeh, H.W. Wilschut  
Phys. Lett. **174B**(1986)246
- 9 S. Lawitzki  
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1986, unveröffentlicht
- 10 W. Bothe und W. Gentner  
Z. Phys. **106**(1937)236
- 11 A.B. Migdal  
J. Phys. USSR **8**(1944)331
- 12 G.C. Baldwin and G.S. Klaiber  
Phys. Rev. **71**(1947)3 und Phys. Rev. **73**(1948)1156
- 13 B.L. Berman and S.C. Fultz  
Rev. Mod. Phys. **47**(1975)713
- 14 R. Bergère  
Lect. Notes Phys. **61**(1977)1 und Lect. Notes Phys. **108**(1979)138
- 15 M. Goldhaber and E. Teller  
Phys. Rev. **74**(1948)1046
- 16 H. Steinwedel und J.H. Jensen  
Z. Naturf. **5a**(1950)413
- 17 W.D. Myers, W.J. Swiatecki, T. Kodama, L.J. El-Jaick and E.R. Hilf  
Phys. Rev. **C15**(1977)2032

- 18 M. Danos, Proc. 3rd Int.Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions  
AIP Conf. Proc. 47(1978)48
- 19 M. Danos  
Nucl. Phys. 5(1958)23
- 20 K. Okamoto  
Phys. Rev. 110(1958)143
- 21 E.G. Fuller and M.S. Weiss  
Phys. Rev. 112(1958)560
- 22 J.S. Levinger, H. A. Bethe  
Phys. Rev. 78(1950)115
- 23 J.D. Walecka  
Phys. Rev. 126(1962)653
- 24 C. Werntz and H. Überall  
Phys. Rev. 149(1966)148
- 25 S.A. Moszkowski, Models of Nuclear Structure, S.469 in :  
S. Flügge, Handbuch der Physik Bd. 39, Bau der Atomkerne,  
Springer Verlag, Berlin 1957
- 26 R. Pittman and Th. Walcher  
Phys. Lett. 36B(1971)563
- 27 S. Fukuda and Y. Torizuka  
Phys. Rev. Lett. 29(1972)1109
- 28 M.B. Lewis and F.E. Bertrand  
Nucl. Phys. A196(1972)337
- 29 F.E. Bertrand  
Ann. Rev. Nucl. Sci. 26(1976)457
- 30 K. Goeke and J. Speth  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32(1982)65
- 31 S. Brandenburg  
Thesis, Rijksuniversiteit Groningen 1985, unveröffentlicht
- 32 J.M. Moss, C.M. Rozsa, J.D. Bronson and D.H. Youngblood  
Phys. Lett. 53B(1974)51
- 33 G.R. Hammerstein, H. McManus, A. Moalem, T.T.S. Kuo  
Phys. Lett. 49B(1974)235
- 34 K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, H. Breuer, M. Rogge, C. Mayer-Böricke  
Phys. Rev. Lett. 35(1975)779
- 35 D.H. Youngblood, J.M. Moss, C.M. Rozsa, J.D. Bronson, A.D. Bacher,  
D.R. Brown  
Phys. Rev. C13(1976)994
- 36 G.C. Yang, P.P. Singh, A. van der Woude, A.G. Drentje  
Phys. Rev. C13(1976)1376

- 37 A. Kiss, C. Mayer-Böricke, M. Rogge, P. Turek, S. Wiktor  
Phys. Rev. Lett. 37(1976)1188
- 38 K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, A. Kiss, M. Rogge, C. Mayer-Böricke,  
Th. Bauer  
Phys. Lett. 64B(1976)263
- 39 D.H. Youngblood, C.M. Rozsa, J.M. Moss, D.R. Brown, J.D. Bronson  
Phys. Rev. C15(1977)1644
- 40 K. van der Borg, M.N. Harakeh, S.Y. van der Werf,  
A. van der Woude, F.E. Bertrand  
Phys. Lett. 67B(1977)405
- 41 Y. Abgrall, B. Morand, E. Courier, B. Grammaticos  
Phys. Rev. Lett. 39(1977)922
- 42 F.E. Bertrand, K. van der Borg, A.G. Drentje, M.N. Harakeh,  
J. van der Plicht, A. van der Woude  
Phys. Rev. Lett. 40(1979)635
- 43 K. van der Borg, M.N. Harakeh, A. van der Woude  
Nucl. Phys. A365(1981)243
- 44 Y.-W. Lui, J.D. Bronson, D.H. Youngblood, Y. Toba, U. Garg  
Phys. Rev. C31(1985)1643
- 45 S. Brandenburg, R. De Leo, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, H. Sakai,  
A. van der Woude  
Phys. Lett. 130B(1983)9
- 46 D.H. Youngblood, A.D. Bacher, D.R. Brown, J.D. Bronson,  
J.M. Moss, C.M. Rozsa  
Phys. Rev. C15(1977)246
- 47 F. Zwarts, Thesis, Rijksuniversiteit Groningen 1983,  
unveröffentlicht und Nucl.Phys. A439(1985)117
- 48 V.V. Balashov, E.F. Kislyakov, V.L. Korotkihk, R. Wünsch  
Nucl. Phys. A345(1980)367
- 49 R. de Haro, S. Krewald, and J. Speth  
Nucl. Phys. A388(1982)265
- 50 B. Schwesinger and J. Wambach  
Nucl. Phys. A426(1984)253
- 51 V. Gillet, M.A. Melkanoff, J. Raynal  
Nucl. Phys. A97(1967)631
- 52 G.F. Bertsch, P.F. Bortignon, R.A. Broglia and C.H. Dasso  
Phys. Lett. 80B(1979)161
- 53 H. Dias, N. Teruya, E. Wolyneć  
Phys. Rev. C33(1986)1955
- 54 J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.S. Bandari, I.C. Nascimento  
Phys. Rev. C18(1978)863 und Phys. Rev. C22(1980)1996

- 55 A.C. Shotter, C.K. Gelbke, T.A. Ames, B.B. Back, J. Mahoney, T.J.M. Symons and D.H. Scott  
Phys. Rev. Lett. **43**(1979)569
- 56 J. van der Plicht, M.N. Harakeh, A. van der Woude, P. David, J. Debrus  
Phys. Rev. Lett. **42**(1979)112 und Nucl. Phys. **A346**(1980)349
- 57 J. Aschenbach, R. Haag, H. Krieger  
Z. Phys. **A292**(1979)285
- 58 K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, P. Paul, H. Breuer, C. Mayer-Böricke, M. Rogge, P. Turek  
Phys. Lett. **74B**(1978)191
- 59 K.T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G.J. Wagner, C. Mayer-Böricke, W. Oelert, M. Rogge, P. Turek  
Lect. Notes Phys. **92**(1979)944
- 60 A. Moalem, W. Benenson, G.M. Crawley, T.L. Khoo und A. Moalem  
Phys. Lett. **61B**(1976)167 und Nucl. Phys. **A281**(1977)461
- 61 T. Yamagata, K. Iwamoto, S. Kishimoto, B. Sacki, K. Yasa, T. Fukuda, K. Obada, I. Miura, M. Inove, H. Ogata  
Phys. Rev. Lett. **40**(1978)1628
- 62 K.T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G. J. Wagner, C. Mayer-Böricke, W. Oelert, M. Rogge, P. Turek  
Phys. Rev. Lett. **46**(1981)1372
- 63 F. Zwarts, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, A. van der Woude  
Phys. Lett. **126B**(1983)123
- 64 E. Kuhlmann, E. Ventura, J. Calarco, D.G. Mavis, S.S. Hanna,  
Phys. Rev. **C11**(1975)1525
- 65 K. van der Borg  
Thesis, Rijksuniversiteit Groningen 1979, unveröffentlicht
- 66 D.A. Bromley, J.A. Kuehner, E. Almquist  
Phys. Rev. Lett. **4**(1960)365 und Phys. Rev. **123**(1961)878
- 67 N. Cindro, ed. Proc. of the Int. Conf. on Resonances in Heavy Ion Reactions, Hvar 1977  
Nuclear molecular phenomena, North Holland Publishing  
Amsterdam-New York-Oxford 1978
- 68 S.J. Sanders, H. Ernst, W. Henning, C. Jachcinski, D.G. Kovar, J.P. Schiffer, J. Barrette  
Phys. Rev. **C31**(1985)1775
- 69 D.G. Kovar, D.F. Geesaman, T.H. Braid, W. Henning, T.R. Ophel, M. Paul, K.E. Rehm, S.J. Sanders, P. Sperr, J.P. Schiffer, S.L. Tabor, S. Vigdor, B. Zeidman  
Phys. Rev. **C20**(1979)1305

- 70 A.M. Nathan, A.M. Sandorfi and T.J. Bowles  
Phys. Rev. C24(1981)932
- 71 K.A. Erb, D.A. Bromley, in D.A. Bromley :  
Treatise on Heavy Ion Science, Vol. 3(1985)201
- 72 N.O. Lassen  
Phys. Lett. 1, Nr. 2(1962)65 und Nr. 5(1962)1
- 73 N.K. Sherman  
Phys. Lett. 4(1963)138
- 74 G.R. Satchler  
Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, New York 1983
- 75 E. Rost, N. Austern  
Phys. Rev. 120(1960)1375
- 76 R.H. Bassel, G.R. Satchler, R.M. Drisko and E. Rost und E. Rost  
Phys. Rev. 128(1962)2693 und Phys. Rev. 128(1962)2708
- 77 F.E. Bertrand, G.R. Satchler, D.J. Horen, J.R. Wu, A.D. Bacher,  
G.T. Emery, W.P. Jones, D.W. Miller, A. van der Woude  
Phys. Rev. C22(1980)1832
- 78 A.M. Bernstein  
Adv. Nucl. Phys. 3(1969)325
- 79 A. Bohr and B. Mottelson  
Nuclear Structure, Vol. I (1969)
- 80 M.N. Harakeh  
KVI-77i, Internal Report 1981
- 81 T.J. Tassie  
Aust. J. Phys. 9(1956) 407
- 82 G.R. Satchler und L.W. Owen and G.R. Satchler  
J. Math. Phys. 13(1972)1118 und Nucl. Phys. 51(1964)155
- 83 L.S. Cardman  
Nucl. Phys. A354(1981)173
- 84 G.J. Wagner, in :C.H.Dasso, R.A.Brogia, A.Winther,  
Nuclear Physics, North Holl. Pub. Comp. 1982
- 85 H. Feshbach, in :  
F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Spectr. Part B, Academic Press,  
New York and London 1960
- 86 C.M. Perey and F.G. Perey  
Atomic data and Nuclear Data Tables 17(1976)1
- 87 M.N. Harakeh, Programm CASCIP, weitgehend modifizierte Version  
des Programms CASCADE, Private Mitteilung und  
Phys. Lett. 176B(1986)471
- 88 F. Pühlhofer  
Nucl. Phys. A280(1977)267

- 89 D.W. Lang  
Nucl. Phys. A42(1963)353
- 90 W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl  
Nucl. Phys. A217(1973)269
- 91 M.N. Harakeh and L.W. Put  
KVI-67i, Internal report 1979
- 92 P.D. Kunz  
Programm DWUCK4, University of Colorado, unveröffentlicht
- 93 J.H. van Dijk, A.G. Drentje, A.M. van den Berg  
KVI Ann. Rep. 1983, S. 117
- 94 A.G. Drentje, H.A. Enge and S.B.Kowalski  
Nucl. Instr. Meth. 122(1974)485
- 95 A.G. Drentje, R.J. de Meier, H.A. Enge and S.B. Kowalski  
Nucl. Instr. Meth. 133(1976)209
- 96 J. van der Plicht and J.C. Vermeulen  
Nucl. Instr. Meth. 156(1978)103
- 97 J.C. Vermeulen, J. van der Plicht, A.G. Drentje, L.W. Put, and  
J. van Driel  
Nucl. Instr. Meth. 180(1981)93
- 98 A.G. Drentje et al.  
KVI Ann. Rep. 1981, S.94
- 99 D. Pade, und S. Lawitzki  
Ruhr-Universität Bochum, Diplomarbeiten 1982, unveröffentlicht
- 100 P.A. Kroon, F. Sporrel, Programm PAX  
KVI Ann. Rep. 1981, S.87
- 101 P.M. Endt and C. van der Leun  
Nucl. Phys. A310(1978)1
- 102 F. Ajzenberg-Selove  
Nucl. Phys. A392(1983)1
- 103 S. Lawitzki  
Programm DETEK, Bochum 1981, unveröffentlicht
- 104 L.C. Northcliffe, R.F. Schilling  
Nucl. Data Tables A7(1970)233
- 105 J.F. Ziegler,  
Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in all Elements,  
Vol. 5, of The Stopping of Ions in Matter, Pergamon Press,  
New York-Toronto-Oxford-Sydney-Frankfurt-Paris 1980
- 106 S. Lawitzki, Programm OMEGA, Bochum 1985, unveröffentlicht
- 107 R.S. Mackintosh  
Nucl. Phys. A226(1976)379

- 108 A. Gobbi, Argonne National Laboratory AR 1971, Seite 63,  
aus R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions,  
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1980
- 109 J. Rapaport, V. Kulkarni, R.W. Finlay  
Nucl. Phys. A330(1979)15
- 110 J.R. Huizenga, G. Igo  
Nucl. Phys. 29(1962)462
- 111 C.M. Lederer, V.S. Shirley, Table of Isotopes, Seventh Edition,  
J. Wiley & Sons, Inc. New York-Chichester-Brisbane-Toronto 1978
- 112 D.L. Hill, J.A. Wheeler  
Phys. Rev. 89(1953)1102
- 113 M.N. Harakeh, Programm TL, modifizierte Version von TLCALC
- 114 E.H. Auerbach, Programm ATHREE  
Comp. Phys. Com. 15(1978)165
- 115 U.C. Voos, W. von Oertzen, R. Bock  
Nucl. Phys. A135(1969)207
- 116 K. Itoh, S. Ohsawa, Y. Torizuka, T. Saito, T. Terasawa  
Phys. Rev. C23(1981)945
- 117 J. Wilczynski, K. Siwek-Wilczynska, Y. Chan, E. Chavez,  
S.B. Gazes, R.G. Stokstad  
LBL-21415 Internal Report und Phys. Lett. 181B(1986)229
- 118 Y. Chan, E. Chavez, S.B. Gazes, R. Kamermanns, H.R. Schmidt,  
J. Siwek-Wilczynska, R.G. Stokstad, J. Wilczynski  
Workshop on Nuclear Dynamics IV,  
Copper Mountain, Colorado, Febr. 1986  
Conf-860270/UC-34C/INC-40007-37
- 119 B.R. Fulton, S.J. Bennet, C.A. Ogilvie, J.S. Lilley, D.W. Banes,  
W.D.M. Rae, S.C. Allcock, R.R. Betts, A.E. Smith  
Phys. Lett. 181B(1986)233
- 120 M.N. Harakeh, A.R. Arends, M.J.A. DeVoigt, A.G. Drentje,  
S.Y. van der Werf, A. van der Woude  
Nucl. Phys. A265(1976)189
- 121 K.T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G.J. Wagner,  
C. Mayer-Böricke, W. Oelert, M. Rogge, P. Turek  
Lect. Notes Phys. 92(1978)443-446
- 122 K.T. Knöpfle  
Lect. Notes Phys. 108(1979)311
- 123 W. Nitsche, G.J. Wagner, K.T. Knöpfle, P. Grabmayer, H. Riedesel  
Z. Phys., Atoms and Nuclei 300(1981)109
- 124 M. Buenerd, D. Lebrun, J. Chauvin, Y. Gaillard, J.M. Loiseaux,  
P. Martin, G. Perrin, P. de Saintignon  
Phys. Rev. Lett. 40(1978)1482

- 125 P. Doll, D.L. Hendrie, J. Mahoney, A. Menchaca-Rocha, D.K. Scott, T.J.M. Symons, K. van Bibber, Y.P. Viyogi, H. Wieman  
Phys. Rev. Lett. **42**(1979)366
- 126 T.P. Sjoreen, F.E. Bertrand, R.L. Auble, E.E. Gross, D.J. Horen, D. Shapira, D.B. Wright  
Phys. Rev. **C29**(1984)1370
- 127 A.H. Chung, W.T. Diamond, A.E. Litherland, H.L. Pai, J. Goldemberg  
Phys. Lett. **53B**(1974)244
- 128 A.M. Sandorfi, J.R. Calarco, R.E. Rand, H.A. Schwettman  
Phys. Rev. Lett. **45**(1980)1615
- 129 A.M. Sandorfi, A.M. Nathan  
Phys. Rev. Lett. **40**(1978)1252
- 130 W. Treu, H. Fröhlich, P. Dück, H. Voit  
Phys. Rev. **C28**(1983)237
- 131 E.R. Cosman, R.J. Ledoux, M.J. Bechara, C.E. Ordonez, H.A. Al-Juwai  
Lect. Notes Phys. **156**(1981)216
- 132 R. Wada, T. Murakami, E. Takada, M. Fukuda, K. Takimoto  
Phys. Rev. **C22**(1980)237
- 133 K.A. Erb, R.R. Betts, S.K. Korotky, M.M. Hindi, P.P. Tung, M.W. Sachs, S.J. Willett, D.A. Bromley  
Phys. Rev. **C22**(1980)507
- 134 J. Cseh, I. Fodor  
J. Phys. G: Nucl. Phys. **11**(1985)103



## Lebenslauf

|               |               |
|---------------|---------------|
| Name          | Detlev Pade   |
| Geburtsdatum  | 28. Juli 1955 |
| Geburtsort    | Witten        |
| Familienstand | verheiratet   |

|               |                                                                                                                                                                                                                         |
|---------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1962 - 1966   | Besuch der Gemeinschaftsschule in Herbede                                                                                                                                                                               |
| 1966 - 1971   | Besuch der Wolfgang Borchert -<br>Realschule in Hattingen                                                                                                                                                               |
| 1971 - 1974   | Besuch des Freiherr vom Stein -<br>Gymnasiums in Bochum                                                                                                                                                                 |
| 1974 - 1976   | Ableistung des Wehrdienstes                                                                                                                                                                                             |
| Oktober 1976  | Aufnahme des Physikstudiums an der<br>Ruhr - Universität Bochum                                                                                                                                                         |
| Oktober 1978  | Ablegung der Diplom-Vorprüfung in Physik                                                                                                                                                                                |
| April 1982    | Ablegung der Diplom-Hauptprüfung in Physik<br>Thema der Diplomarbeit : Aufbau und Test<br>eines Ionisationskammerteleskopes zur<br>Identifizierung niederenergetischer schwerer<br>Ionen unter kleinen Reaktionswinkeln |
| seit Mai 1982 | Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter<br>am Institut für Experimentalphysik III in der<br>Arbeitsgruppe Kernspektroskopie von<br>Prof. Dr. B. Gonsior                                                           |



Herrn Prof. Dr. B. Gonsior danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine zahlreichen klärenden Diskussionen, sowie dem guten Arbeitsklima, unter dem das selbständige wissenschaftliche Arbeiten stets gefördert wurde.

Meinen Dank möchte ich Herrn Dr. C.D. Uhlhorn für viele wertvolle Ratschläge und sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit aussprechen.

Besonders herzlich möchte ich Herrn Dipl.-Phys. S. Lawitzki für die enge und freundschaftliche Zusammenarbeit und Hilfe bei der Durchführung der Experimente, sowie seine Unterstützung bei ihrer Auswertung danken. Ohne die bereitwillige Mithilfe aller Mitglieder der Arbeitsgruppe Kernspektroskopie, besonders Herrn cand. phys. M. Rosengarth, hätte diese Arbeit nicht durchgeführt werden können, wofür ich mich an dieser Stelle bedanken möchte.

Bei Herrn Prof. Dr. R.H. Siemssen und allen Mitarbeitern des Kernfysisch Versneller Instituut in Groningen, namentlich Herrn Dr. H.W. Wilschut und Herrn Dr. S. Brandenburg, möchte ich mich für die Gastfreundschaft an diesem Instituut und die Bereitstellung hervorragender wissenschaftlicher Arbeitsbedingungen bedanken.

Herrn Prof. Dr. M.N. Harakeh (Vrije Universiteit Amsterdam) gilt mein ganz besonderer Dank, sowohl für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Experimente am KVI, als auch seiner intensiven Auseinandersetzung mit der Zielsetzung dieser Arbeit. Seine Hilfe bei der theoretischen Deutung der Ergebnisse und seine vielfältigen kritischen Diskussionen und Anmerkungen zu ihrer Interpretation, haben wesentlich zum Fortschritt der Arbeit beigetragen.

Die großzügige Hilfe, die mir durch die Werkstätten und die technischen Mitarbeiter der Ruhr-Universität Bochum und des Kernfysisch Versneller Instituut in Groningen geboten wurde, verdient an dieser Stelle lobend erwähnt zu werden.



Coverdesign by  
Dipl.-Des. Jutta Bittner  
Witten













